

Université Paris 7 – Denis Diderot
Mémoire d'habilitation à diriger les recherches

GALLEX, NOMAD, ANTARES

Une décennie de neutrinos

Thierry STOLARCZYK

Service de physique des particules
CEA/DSM/DAPNIA
91191 Gif-sur-Yvette, France

Soutenue le 21 janvier 2003 devant le Jury composé de :

MM.	François Vannucci	(président)
	Jean-Éric Campagne	(rapporteur)
	Hervé de Kerret	(rapporteur)
	Thomas Patzak	(rapporteur)
	Michel Spiro	(examineur)

Préface

J'ai débuté ma carrière de chercheur dans GALLEX, expérience de détection des neutrinos solaires. J'y ai préparé une thèse portant sur certains des bruits de fond de l'expérience, entre 1988 et 1990. A ce moment là, on ne disposait essentiellement que des résultats de l'expérience de Davis qui, depuis plus de vingt ans, mesurait un flux de neutrinos bien inférieur aux prédictions théoriques. GALLEX était pour la première fois en mesure d'orienter les recherches vers une oscillation des neutrinos en mesurant le flux émis par la réaction primordiale de l'hydrogène en hélium (ce flux est contraint avec beaucoup de précision par la luminosité solaire et ne varie pas d'un modèle astrophysique à un autre). Après mon embauche au CEA en 1990, j'ai passé 16 mois au laboratoire qui abritait l'expérience (Gran Sasso, Italie). J'ai eu la chance de pouvoir y participer aux analyses des premières données. Elles ont rapidement confirmé que les ν_e du Soleil ne parvenaient pas comme tels sur Terre. GALLEX peut être considérée comme l'une des premières expériences ayant ouvert ce vaste domaine de la physique contemporaine que l'on appelle désormais la physique des « astroparticules », c'est-à-dire l'utilisation de la physique des particules pour l'étude d'objets astrophysiques ou cosmologiques.

Les résultats de GALLEX ont en partie justifié la mise en place d'une autre expérience, NOMAD, à laquelle j'ai participé de 1994 à 1999. Les méthodes étaient différentes, mais le but similaire, c'est-à-dire observer l'oscillation des neutrinos. Il s'agissait d'observer la présence de neutrino de type « τ » dans un faisceau de ν_μ du CERN. Pendant la prise de données de NOMAD, un signal d'une telle oscillation était confirmé par l'expérience Superkamiokande au Japon, laissant peu de chance pour une découverte. NOMAD fait finalement partie de ces nombreuses expériences qui ont peu à peu resserré l'étai autour des paramètres caractéristiques du neutrino. Toutes ces « non-découvertes » permettent aujourd'hui de penser que le neutrino n'est plus très loin de livrer ses secrets.

A partir de la fin de l'année 1998, j'ai rejoint la collaboration ANTARES. Dans ANTARES, le neutrino n'est pas le sujet d'étude en tant que tel. Il devient un moyen de sonder l'Univers. ANTARES est l'une des toutes premières expériences à ouvrir un nouveau champ d'exploration : l'astronomie neutrino.

Pendant cette décennie l'objet de mes recherches a été constant : le neutrino. Mais les méthodes expérimentales, elles, ont été extrêmement variées.

Dans GALLEX, la recherche d'événements rares impose une réduction draconienne de tous les bruits de fond dus à la radioactivité naturelle. Le résultat final est obtenu, au bout de cinq ans, de l'analyse de quelques centaines d'atomes de germanium extrait d'une solution aqueuse de gallium par des méthodes radio-chimiques.

Dans NOMAD, l'analyse est représentative de ce qui est généralement fait dans les expériences de physique des particules : le détecteur est complexe, contient de nombreux sous-éléments (chambres à dérive, calorimètres etc.) qui tous ensemble ont pu permettre d'enregistrer l'interaction d'environ un million de neutrinos en cinq ans. L'obtention du signal repose sur la précision avec laquelle les caractéristiques des particules, et en particulier leur quantité de mouvement, peuvent être déterminées.

Dans ANTARES, le milieu marin doit être maîtrisé afin de pouvoir y immerger les lignes équipées de photomultiplicateurs qui permettront d'observer les neutrinos de très haute énergie. Le nombre d'événements attendu varie de 10 à 100 par an, mais nul ne peut prédire ce que laissera entrevoir cette nouvelle fenêtre ouverte sur l'Univers.

Ce manuscrit est l'occasion de retracer, en un nombre limité de pages, dix ans de recherches sur le neutrino. L'introduction dépeint la situation expérimentale et théorique au début des années 90 et montre comment la physique du neutrino s'est imposé comme une discipline à part entière. Pour chacune des expériences, GALLEX, NOMAD et ANTARES, après un bref rappel de ce que fut

mon travail quotidien, une courte introduction décrit le dispositif expérimental et le contexte dans lequel il fut proposé. J'ai ensuite choisi, pour chacune de ces parties, de décrire un travail personnel qui, chaque fois, permet d'illustrer les méthodes utilisées (dans le cas de NOMAD et d'ANTARES ces études ont fait l'objet de thèse par des étudiants que j'ai en partie encadrés). Ces chapitres se terminent par une description des résultats les plus marquants obtenus par chacune des expériences.

J'ai eu la chance de faire partager mon enthousiasme pour la recherche et le métier de chercheur à de maintes reprises, soit en participant à des actions de vulgarisation ponctuelles, soit, et surtout, au travers de mes responsabilités au bureau exécutif de la Société française de physique. Je consacre quelques pages à ces activités.

Le manuscrit se termine par un aperçu de ce qu'est la situation expérimentale en physique du neutrino. Nous pourrions constater qu'en dix ans ce domaine est passé de l'exploration à une phase de mesure de précision. Dans ce contexte, les télescopes à neutrino donnent une « nouvelle jeunesse » à cette particule, objet de toutes les attentions depuis un siècle.

Les expériences au sein desquelles j'ai pu exercer mes activités étaient conduites par des collaborations internationales relativement « petites », n'excédant pas 150 signataires (ce qui est bien moins que les équipes qui ont exploité le LEP au CERN pendant cette même période, et environ 10 fois moins que celles qui vont exploiter le LHC dans les dix ou vingt ans qui viennent). Néanmoins, la liste des personnes à qui je dois d'avoir pu travailler dans d'aussi bonnes conditions est bien trop longue pour qu'elle puisse figurer ici. Je me contenterai donc de remercier vivement mes collègues qui ont accepté de consacrer « un peu » de leur temps à relire ce manuscrit éclectique : Michel Cri-bier, avec qui j'ai travaillé de nombreuses années sur GALLEX, Jacques Bouchez et Henri Zacc-one, de l'expérience NOMAD, et Luciano Moscoso, responsable du groupe ANTARES. Je remer-cie également MM. Campagne, de Kerret et Patzak pour avoir bien voulu être rapporteurs et MM. Vannucci et Spiro pour avoir bien voulu faire partie de mon jury.

Saclay, le jeudi 12 décembre 2002.

Table des matières

A.	Introduction.....	7
B.	Détection des neutrinos solaires : GALLEX.....	11
B.1	Activités scientifiques.....	13
B.2	L'enjeu : les neutrinos primordiaux.....	14
B.3	Simulation des compteurs proportionnels.....	16
B.3.1	Rappels de physique atomique.....	16
B.3.2	Dispositif expérimental.....	17
B.3.3	Les étalonnages.....	18
B.3.4	Désintégrations du germanium.....	22
B.3.5	Influence du mélange gazeux.....	22
B.4	Analyse des données.....	23
B.4.1	Observation des désintégrations dans le compteur.....	23
B.4.2	Sélection des événements.....	26
B.4.3	Mesure du taux de production de germanium.....	27
B.5	Résultats de GALLEX.....	28
C.	Oscillations des neutrinos auprès d'un accélérateur : NOMAD.....	31
C.1	Contributions.....	33
C.2	L'expérience.....	33
C.2.1	Faisceau de ν_μ , apparition de ν_τ	34
C.2.2	Détection des ν_τ	35
C.2.3	Caractéristiques du détecteur.....	35
C.2.4	Les chambres à dérive.....	37
C.3	Étude de la désintégration du charme en électrons.....	40
C.3.1	Interaction des neutrinos et production du quark charme.....	40
C.3.2	Principe de l'étude.....	41
C.3.3	Sélection des couples muon-positron.....	43
C.3.4	Réduction du bruit de fond hadronique.....	43
C.3.5	Extraction du signal par la méthode de vraisemblance.....	44
C.3.6	Taux de production du charme.....	47
C.3.7	Caractéristiques des contenus en quarks charmés et étranges.....	49
C.3.8	Conclusions.....	51
C.4	Résultats de NOMAD.....	51
D.	ANTARES : le neutrino, un nouveau messager.....	53
D.1	Contributions.....	55
D.2	Introduction.....	55
D.2.1	Sources de neutrinos.....	56
D.2.2	Le détecteur.....	57
D.2.3	Recherche et développement.....	60
D.3	Le premier prototype.....	60
D.3.1	Description.....	60
D.3.2	Données de monitoring.....	62
D.3.3	Données physiques.....	62
D.3.4	Reconstruction des muons atmosphériques.....	64
D.4	Conclusions et perspectives.....	70
E.	Activités de communication et de promotion de la Science.....	73
F.	Conclusions et perspectives.....	75
G.	Annexe : rappels sur l'oscillation des neutrinos.....	85
G.1	Oscillations à deux familles.....	85
G.2	Oscillations dans la matière et effet MSW.....	86
G.3	Cas général à trois familles.....	88
H.	Références bibliographiques.....	93

A. INTRODUCTION

L'histoire du neutrino débuta en décembre 1930 lorsque Wolfgang Pauli postula le premier son existence pour expliquer que, dans un processus de désintégration β , le spectre en énergie des électrons est continu au lieu de se réduire à une raie, comme on l'observait déjà depuis le début du siècle. Avant l'intervention de Pauli¹ certains physiciens songeaient à abandonner le principe de conservation de l'énergie, manifestement violé, tout au moins dans les désintégrations β . Après un accueil mitigé, le « petit neutre » reçut son nom de baptême en 1932 d'Enrico Fermi, alors que celui-ci écrivait la « théorie de la désintégration β » qui porte désormais son nom. Il découvrait du même coup l'interaction nucléaire faible. C'est seulement en 1956 que C. L. Cowan et F. Reines apportèrent la preuve expérimentale de l'existence de cette particule en observant les interactions d'antineutrinos émis par un réacteur à fission nucléaire.

Après cette découverte, la nature du neutrino s'est dévoilée peu à peu.

En 1962, au Brookhaven National Laboratory, la preuve est faite que les neutrinos sont de deux types, associés respectivement à l'électron et au muon. A partir du milieu des années 60, les neutrinos venus du ciel commencent à être observés : en 1965, Reines et son équipe détectent les tous premiers neutrinos atmosphériques au fond d'une mine d'or en Afrique du Sud. A partir de 1968, Davis met en place son expérience de détection des neutrinos solaires, et dès le début des années 70 mentionne un désaccord avec les prédictions théoriques des flux solaires.

En 1976, la découverte du lepton τ par Martin Perl, à SLAC, suggère l'existence d'un troisième neutrino. La même année se profile à l'horizon une nouvelle génération de détecteurs à rayonnement Tchérénkov, dont le but est essentiellement la recherche de la désintégration du proton : Kamiokande et IMB commenceront à prendre des données à partir de 1980.

C'est en 1985, 15 années après la naissance du problème des neutrinos solaires, qu'IMB et Kamiokande, détectant les neutrinos atmosphériques faute d'avoir pu observer la désintégration du proton, annoncent à leur tour un désaccord avec les prédictions théoriques². C'est également cette année là que Mikheyev, Smirnov et Wolfenstein publient leur idée de conversion adiabatique des neutrinos au cœur du Soleil (effet MSW). Cette hypothèse élargit le domaine d'application des oscillations de neutrinos. Un an plus tard, Kamiokande observe les neutrinos en provenance du Soleil. Il y a bien accumulation de données dans la direction de l'astre, mais le déficit est toujours là.

En 1987, la détection par Kamiokande et IMB des neutrinos émis lors de l'explosion de la supernova SN1987A est l'événement fondateur de l'astronomie neutrino.

À la fin des années 80, les expériences du LEP, au CERN, accumulent les résultats confortant le modèle standard de la physique des particules. En 1989, elles déterminent que les leptons, et donc les neutrinos, se répartissent en 3 familles. Au même moment, pour tenter de mettre fin aux mystères qui entourent le neutrino, un nombre croissant d'expériences voit le jour. La grande majorité d'entre elles vise à déterminer si les neutrinos sont massifs, ce qui leur permettrait d'osciller, ou bien encore à observer leurs oscillations, ce qui n'est possible que si les neutrinos sont massifs (Cf. annexe G). Dans le domaine des neutrinos solaires, les collaborations SAGE, dans le Caucase, et GALLEX, en Italie, commencent leurs prises de données. Ces expériences, dont la cible comporte du gallium, doivent détecter les neutrinos primordiaux dont le flux est, pour l'essentiel, indépendant des modèles solaires. A cette même époque, SNO (Sudbury Neutrino Observatory, au Canada)

¹ Cf. la très célèbre lettre « meine radioaktive Damen und Herren ».

² Il est à noter qu'à ce moment naît une polémique : les expériences NUSEX et celle du Fréjus, des détecteurs calorimétriques, n'observent pas de déficit, contrairement à Kamiokande et IMB, détecteurs à effet Tchérénkov. Une troisième expérience calorimétrique, dans la mine de Soudan, publie des premiers résultats à mi-chemin entre ces deux résultats contradictoires.

est à l'étude. Les physiciens japonais de l'expérience Kamiokande projettent la construction de Superkamiokande, un détecteur reposant sur les mêmes principes mais avec un volume de détection 50 fois plus important. Les collaborations et les projets se multiplient avec des expériences de mesure directe de la masse (désintégration du tritium), de recherche d'oscillations auprès des accélérateurs (NOMAD, Chorus, LSND, Karmen, K2K, MINOS) ou des réacteurs (Chooz, Kamland), ainsi que des expériences pouvant étudier le flux des neutrinos atmosphériques (MACRO, par exemple). Les expériences de recherche de désintégration double-bêta sans neutrino tentent de dévoiler la nature du neutrino (est-il de Dirac ou de Majorana ?).

Sur la Figure A-1, la plupart des expériences d'oscillation des neutrinos au milieu des années 90 sont représentées dans le plan distance du détecteur à la source, énergie des neutrinos incidents. Dans ce diagramme, les expériences de sensibilité comparable se retrouvent sur les mêmes diagonales.

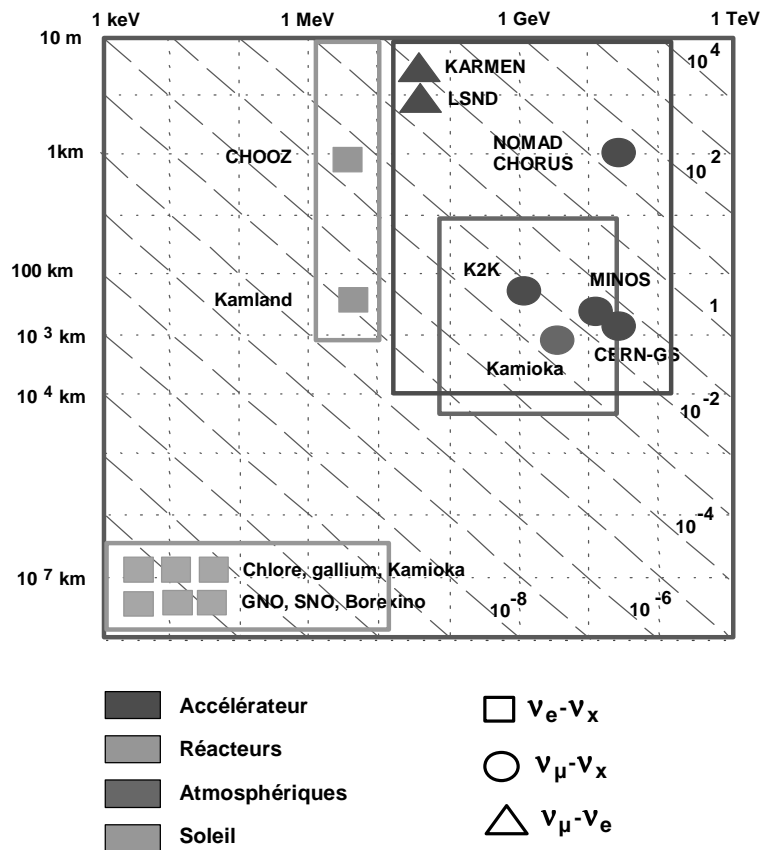


Figure A-1 : Les différentes expériences de détection des oscillations de neutrinos des années 90 placées dans un plan ayant pour abscisse l'énergie de la source des neutrinos, et comme ordonnée la distance à cette source. Les neutrinos ont quatre origines différentes : les réacteurs, les accélérateurs de particules, l'interaction du rayonnement cosmique primaire dans l'atmosphère, et le Soleil. Dans ce plan, les diagonales représentent les valeurs de Δm^2 en eV^2 accessibles à ces expériences dans le cadre de l'oscillation des neutrinos. L'effet MSW a pour conséquence de ramener les expériences de détection des neutrinos solaires vers des valeurs de Δm^2 beaucoup plus grandes, de l'ordre de 10^{-7} à 10^{-4} eV^2 contre 10^{-11} eV^2 pour les oscillations dans le vide.

Cette explosion du nombre d'expériences a porté ses fruits. Parmi tous les résultats obtenus, les plus marquants sont les suivants :

- La première observation, par GALLEX et SAGE, des neutrinos primordiaux du Soleil en 1992, avec une confirmation du déficit observé à plus haute énergie ;

- En 1995, LSND observe une apparition de $\bar{\nu}_e$ dans un faisceau qui en est originellement dépourvu ;
- En 1998, Superkamiokande déclare observer une oscillation des neutrinos atmosphériques ;
- Le ν_τ est pour la première fois détecté de façon directe par DONUT à Fermilab, le 21 juillet 2000 ;
- Les premiers résultats de SNO, le 18 juin 2001, confirment que le problème des neutrinos solaires n'est pas imputable aux prédictions théoriques des modèles solaires.

La Figure A-2 est le résultat d'une recherche sur le serveur de veille technologique et scientifique « ISI Web of science »³ des trois mots-clés « higgs », « neutrino » et « quark » dans le titre de tous les types de publications. Elle présente le nombre d'entrées pour chaque année depuis 1994. Le nombre de publications de type « neutrino » est en très forte augmentation à partir de 1998 alors que les publications de type « quark » et « higgs » restent stables. Cette explosion est le résultat de l'effervescence expérimentale du début des années 1990, et en particulier l'arrivée des résultats de Superkamiokande (1998) et LSND (1995).

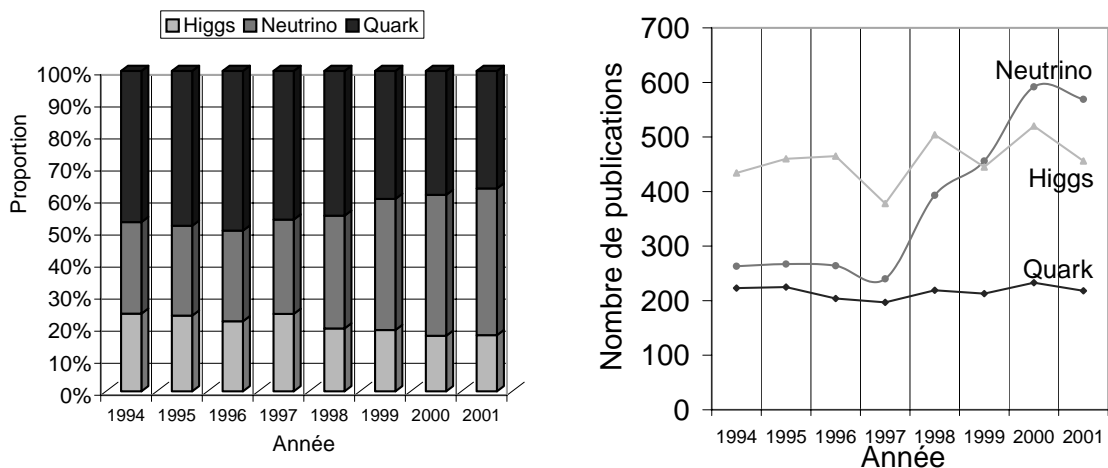


Figure A-2: Nombre de publications dont le titre contient l'un des trois mots-clés « higgs », « neutrino » ou « quark » (résultats obtenus d'une recherche sur le serveur de l'ISI), en proportion du total (à gauche) et en absolu (à droite).

En une cinquantaine d'année, l'étude du neutrino est devenue un des domaines majeurs de la recherche en physique subatomique : d'une part, via l'oscillation des neutrinos, comme moyen de dépasser le modèle standard de la physique des particules ; d'autre part comme sonde de nombreux objets et phénomènes physiques allant du Big-Bang jusqu'aux objets astrophysiques les plus énergétiques, en passant par la compréhension des mécanismes de fusion de l'hydrogène dans les étoiles de la séquence principale (Figure A-3).

C'est dans ce domaine particulièrement florissant que nous avons eu la chance de pouvoir exercer notre métier de physicien expérimentateur. Ce mémoire retrace ainsi dix années d'activités scientifiques dans GALLEX, NOMAD et ANTARES, trois approches expérimentales extrêmement différentes de trois sources très différentes de neutrinos.

Dans GALLEX (partie B), les neutrinos solaires sont détectés par une méthode radio-chimique. Dans NOMAD (partie C), les neutrinos sont produits à l'aide d'un accélérateur et sont détectés par les moyens « conventionnels » de la physique des particules. Enfin dans ANTARES, objet de la

³ <http://wos.isiglobalnet.com/>

partie **D**, des centaines de photomultiplicateurs sont immergés au fond de la mer pour observer les neutrinos produits par les objets astrophysiques les plus éloignés.

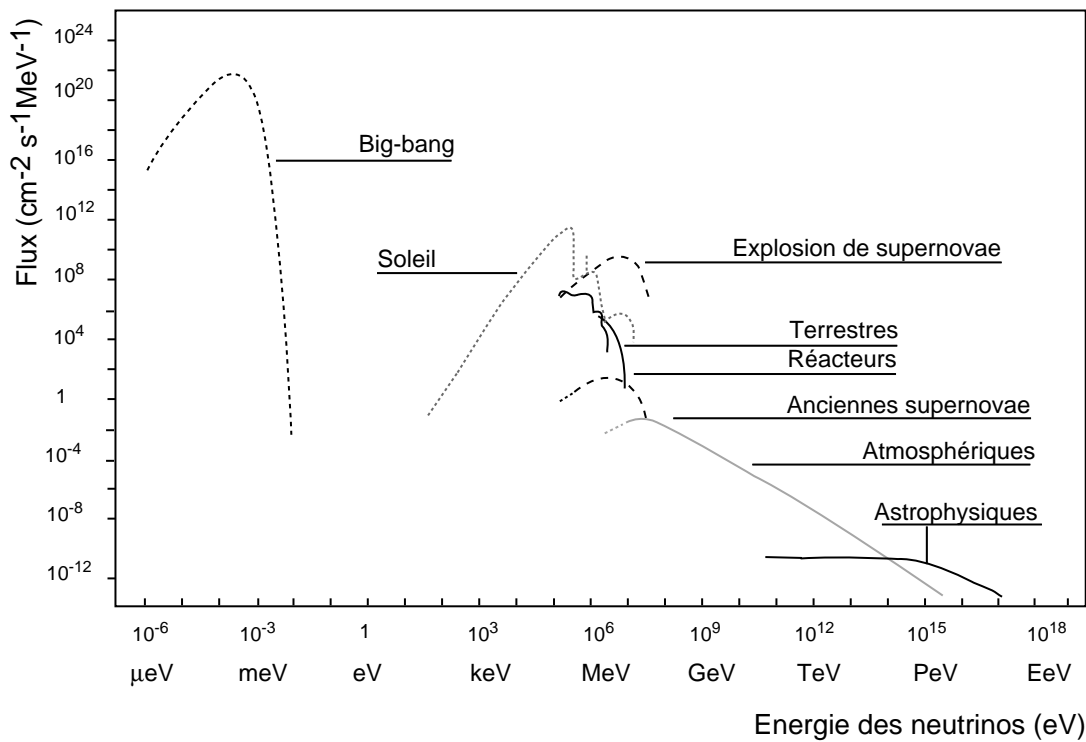


Figure A-3 : Spectre en énergie de toutes les sources de neutrinos, détectées ou potentielles, connues à ce jour. Le travail présenté ici concerne les neutrinos solaires (GALLEX, de quelques keV à 14 MeV), les neutrinos produits auprès des accélérateurs (NOMAD, de l'ordre de la dizaine de GeV), les neutrinos atmosphériques et les neutrinos cosmiques (ANTARES, respectivement de l'ordre du GeV, et au-delà de 1 TeV).

B. DÉTECTION DES NEUTRINOS SOLAIRES : GALLEX

L'objet de ce chapitre est de décrire, au travers de nos contributions personnelles, comment GALLEX a pu mesurer le flux des neutrinos primordiaux du Soleil. Nous commencerons par décrire succinctement le dispositif expérimental. Nous décrirons ensuite les phénomènes qui, au sein du compteur proportionnel, permettent d'observer les désintégrations du germanium. Nous passerons en revue les différents ingrédients du programme d'analyse qui permet de mesurer le flux de neutrinos solaires à partir des quelques atomes détectés. Enfin, nous ferons la synthèse des résultats de cette expérience.

Vue de l'intérieur du bâtiment principal de GALLEX avec le réservoir contenant la solution de gallium. ►



B.1 Activités scientifiques

GALLEX est une expérience détectant les neutrinos solaires via la réaction $\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$ (paragraphe B.2). L'observation des désintégrations du ${}^{71}\text{Ge}$ permet de remonter au flux incident de neutrinos. La cible est une solution de GaCl_3 contenant 30 tonnes de gallium. Les atomes radioactifs de ${}^{71}\text{Ge}$ produits par les neutrinos solaires sont extraits de la solution par une méthode radiochimique. Le taux de production de germanium dans la cible est de l'ordre de un par jour ce qui nécessite une maîtrise parfaite de tous les bruits de fond. L'un de ces bruits de fond est la réaction $p + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + n$. Les protons sont issus des gerbes hadroniques résultant de l'interaction des muons cosmiques dans la cible ou à proximité de celle-ci. Ils peuvent également provenir de la diffusion élastique des neutrons de la radioactivité ambiante sur les atomes d'hydrogène environnants. Un second type de bruit de fond est constitué des impuretés radioactives dans les matériaux utilisés pour le système de comptage du ${}^{71}\text{Ge}$, qui peuvent, elles aussi, simuler une désintégration de cet isotope.

Mes activités sur GALLEX se sont essentiellement concentrées sur trois domaines :

- *Étude des bruits de fond issus de la radioactivité naturelle et de l'interaction du rayonnement cosmique dans le détecteur.* Ce sujet a été l'objet de ma thèse de doctorat préparée entre 1988 et 1990 [1]. J'ai continué à travailler sur ce thème dans les années qui ont suivi. Ces études ont conduit à trois publications, signées par le groupe de Saclay en 1995 et 1996 (références [2] à [4]).
- J'ai contribué à la mise au point du dispositif expérimental permettant de mesurer le flux de neutrons à proximité de la cible de gallium. Le passage des neutrons y est signé par la réaction $n + {}^{40}\text{Ca} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + p$. L'extraction puis le comptage de l'argon produit permet de remonter au flux incident. La méthode utilisée est très similaire à celle mise en œuvre dans l'expérience de Davis. J'ai participé aux campagnes de mesures in-situ, j'ai conduit l'analyse des données recueillies et je les ai exploitées à l'aide de programmes de simulation. Ce programme expérimental a permis de déterminer le bruit de fond dû aux neutrons dans GALLEX.
- De façon similaire, j'ai participé aux nombreuses campagnes de mesure du taux de production de germanium par des muons (irradiation d'une cible de gallium dans un faisceau de muons du CERN). J'ai conduit l'analyse des données et j'en ai déduit le bruit de fond induit par l'interaction des muons cosmiques dans GALLEX.
- *Analyse des données permettant la mesure du flux des neutrinos solaires.* À l'issue de ma thèse, de début 1991 à mi-1992, j'ai pu continuer à participer à l'expérience pendant mon service national, effectué au laboratoire du Gran Sasso. Pendant ce séjour en Italie, j'ai eu la chance de pouvoir participer à l'analyse des premières données, en écrivant et en exploitant l'un des deux programmes d'analyse de la collaboration. Ces deux programmes ont conduit à la publication des premiers résultats de l'expérience en juin 1992 et ont ensuite continué à être utilisés par la collaboration.
- *Simulation des compteurs proportionnels utilisés pour observer la désintégration du germanium.* Parallèlement à l'analyse des données, j'ai écrit un programme de simulation qui a permis de comprendre quantitativement, et pour la première fois, les spectres des désintégrations du ${}^{71}\text{Ge}$ observés dans les compteurs, ainsi que les spectres d'étalonnage de ces compteurs.

Mes activités sur GALLEX ont cessé en 1996.

B.2 L'enjeu : les neutrinos primordiaux

Les réactions de fusion au cœur du Soleil donnent naissance à des neutrinos, dont les spectres en énergie sont représentés sur la Figure B-1. Les sources les plus importantes en terme de flux sont indiquées dans la Table B-1. En 1990, les deux expériences de détection des neutrinos solaires existantes observent des flux au moins deux fois inférieurs aux prédictions. L'expérience « Chlore » depuis le début des années 70, avec un seuil de détection de 714 keV, n'observe environ qu'un tiers des flux de ν_B et ν_{Be} calculés [6]. Kamiokande, à partir de 1985, avec un seuil d'environ 6 MeV ne voit que 40% du flux des ν_B [7], résultat confirmé depuis par SuperKamiokande [68]. Ces désaccords constituent alors le « problème des neutrinos solaires », dont les solutions peuvent être principalement d'origine astrophysique (les modèles solaires sont incomplets ou erronés) ou corpusculaire. Dans ce dernier cas les neutrinos produits au centre du Soleil subissent une transformation lors de leur trajet vers le détecteur (désintégrations, oscillations...).

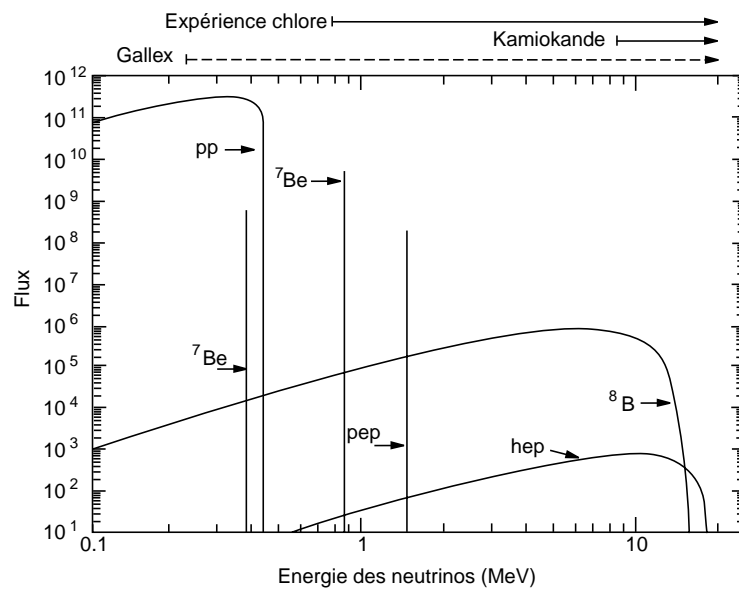


Figure B-1: Spectre des neutrinos solaires et domaine de sensibilité des expériences utilisant une cible de gallium (GALLEX), une cible de chlore et exploitant l'effet Tchérenkov (Kamiokande). Les flux sont exprimés en $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{MeV}^{-1}$ pour les spectres continus et en $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ pour les raies (certaines contributions ont été omises dans cette figure).

Source	Réaction	Énergie	Flux	SNU
ν_{pp}	$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$	< 420 keV	1	73
ν_{Be}	${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	860 keV	0,08	35
ν_B	${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$	< 14 MeV	0,001	12

Table B-1 : Réactions solaires les plus importantes en terme de flux de neutrino (normalisées aux ν_{pp}) avec une indication sur l'énergie maximale des neutrinos produits et le taux de production attendu pour une expérience au gallium (selon la référence [8]). Le taux de production total prédit est d'environ 130 SNU (un SNU correspond à une capture de neutrino par seconde pour 10³⁰ atomes-cible).

La détection de la composante ν_{pp} est essentielle pour trancher entre ces deux hypothèses. Cette composante est issue de la toute première réaction de fusion au sein du Soleil. Elle est donc particulièrement contrainte par sa luminosité et les incertitudes théoriques sur le flux de neutrino émis sont de l'ordre de quelques pour-cent (contre 10 à 20 % pour les ν_B). En outre la détection des ν_{pp} est le

seul moyen permettant de prouver que l'énergie solaire est produite par la fusion de l'hydrogène.

Deux expériences utilisant une cible de gallium, GALLEX et SAGE, s'attèlent à la détection de cette composante. Les neutrinos sont observés via la détection des désintégrations du ^{71}Ge produits lors de la réaction de capture β -inverse $\nu_e + ^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge} + e^-$. Cette réaction a un seuil de 233 keV qui lui permet d'être sensible aux ν_{pp} et aux autres composantes plus énergétiques du spectre.

Dès 1992, ces deux expériences observent, elles aussi, un déficit important. Ceci a immédiatement renforcé l'idée que le problème des neutrinos solaires aurait sa solution dans les propriétés des neutrinos eux-mêmes. L'hypothèse favorisée aujourd'hui est une oscillation des ν_e en ν_μ avec effet MSW (Cf. partie G) au cœur du Soleil.

Le détecteur GALLEX est placé dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso, sous environ 1500 m de roche, réduisant le flux du rayonnement cosmique d'un facteur 10^6 . La cible est un réservoir rempli de 30 tonnes de gallium naturel sous la forme d'une solution liquide acide de $\text{GaCl}_3 + \text{HCl}$. La procédure expérimentale peut se schématiser comme suit :

1. Au début de chaque exposition, environ un milligramme d'oxyde d'un des isotopes stables du germanium (^{72}Ge , ^{74}Ge ou ^{76}Ge) est ajouté à la solution cible. Ce milligramme de germanium sera extrait de la solution au même titre que les isotopes radioactifs et, après analyse par spectrométrie de masse, permettra de faire une mesure de l'efficacité d'extraction.
2. La solution est exposée aux rayonnements (neutrinos, rayons cosmiques résiduels, émissions de la radioactivité ambiante) pendant 3 à 4 semaines. Les atomes de germanium créés, et ceux déjà introduits, se lient à des atomes de chlores présents dans la solution pour former du tétrachlorure de germanium, GeCl_4 .
3. Le GeCl_4 , qui a la propriété d'être volatil en milieu acide, est extrait de la solution en y faisant circuler de l'azote sec pendant environ 20 heures. L'azote emporte le GeCl_4 formé. Le mélange gazeux est mis en contact avec de l'eau pure où se dissout le GeCl_4 . L'efficacité d'extraction à ce niveau est de l'ordre de 99%.
4. La solution aqueuse obtenue est concentrée plusieurs fois pour parvenir à un volume d'environ un demi-litre. Une partie de cette solution sera analysée pour déterminer la proportion de germanium effectivement récupérée.
5. Des composés chimiques sont ajoutés à la solution de GeCl_4 afin d'obtenir un gaz, le germane (GeH_4). Ce gaz passe au travers d'un banc de chromatographie gazeuse qui permet de l'isoler d'autres gaz parasites (dioxyde de carbone, radon, autres composés de l'air).
6. Le GeH_4 est introduit dans un compteur proportionnel, au sein duquel est ajoutée la quantité suffisante de xénon pour obtenir un mélange 70% Xe – 30% GeH_4 , propice au comptage des désintégrations du ^{71}Ge .
7. À partir de ce moment la solution de gallium est prête à recevoir une nouvelle dose de germanium stable (l'isotope choisit est différent du précédent), pour commencer une nouvelle exposition aux neutrinos solaires.

Une fois rempli, le compteur proportionnel est emporté à l'intérieur d'une cage de Faraday abritant le dispositif de comptage. Ce système est constitué de différents blindages composés de matériaux à très basse radioactivité. Plusieurs compteurs y sont abrités simultanément. Il comporte une partie où la moitié des échantillons est entourée par un cristal de NaI cylindrique, utilisé pour rejeter certaines formes de bruits de fond (Cf. B.4.2).

Les compteurs sont les descendants de ceux utilisés dans l'expérience de Davis pour compter les atomes de ^{37}Ar . Ils permettent d'observer la désintégration par capture électronique des atomes de ^{71}Ge , caractérisée par un pic K à 10,4 keV et un pic L à 1,2 keV (Cf. plus bas). Ils sont réalisés en quartz ultra-pur. Leur cathode est en fer ou en silicium avec un taux d'impureté radioactive extrêmement faible. Le bruit de fond total ne dépasse pas pour les meilleurs d'entre eux 4,5 et 0,6 coups

par mois pour, respectivement, les pics K et L.

Avant chaque période de comptage les compteurs sont étalonnés à l'aide de rayons X émis par le cérium, excité par une source radioactive de gadolinium. Les spectres en énergie obtenus permettent de repérer les désintégrations du germanium produit par les neutrinos.

B.3 Simulation des compteurs proportionnels

Après quelques rappels de physique atomique et une description du dispositif expérimental, ce paragraphe décrit un programme de simulation des compteurs proportionnels reproduisant les spectres en énergie résultant des étalonnages et des désintégrations du germanium. Jusqu'alors les caractéristiques de ces spectres étaient obtenues de calculs « faits à la main ». Le programme tient compte en particulier des interactions et ré-interactions des rayons X émis par la cathode et les parois de quartz du compteur.

B.3.1 Rappels de physique atomique

Simuler les compteurs proportionnels nécessite de collecter les données de physique atomique, et dans certains cas de physique nucléaire, de tous les noyaux entrant en jeu dans le processus : le xénon et le germanium pour le gaz de comptage ; le silicium et l'oxygène pour les parois en quartz du compteur ; le fer et le silicium pour les cathodes ; le germanium et le gallium pour les désintégrations du ^{71}Ge ; le cérium, le gadolinium et l'euporium pour la source utilisée lors des étalonnages. Les photons sont émis lors de désintégrations ou de captures électroniques. Ils interagissent par effet photo-électrique avec les atomes du milieu. Nous rappelons ici brièvement quelques éléments de physique atomique utilisés dans ce travail.

B.3.1.1 Capture électronique et effet photo-électrique

Lors d'une capture électronique, un électron orbital est absorbé par le noyau, créant ainsi un trou dans la couche correspondante et conduisant à une réorganisation du cortège atomique. Les électrons s sont favorisés car ce sont les seuls à avoir une probabilité non négligeable de présence dans le noyau. La capture électronique a lieu préférentiellement sur la couche K, puis sur la couche L_1 et avec une probabilité bien inférieure sur les couches supérieures. Les proportions de capture sur les différents niveaux dépendent du niveau nucléaire qui a été éventuellement excité. Les probabilités de capture pour le ^{153}Gd sont tirés de [10], celles pour le ^{71}Ga de [11]. A titre d'exemple, la Table B-2 présente les taux de capture pour le ^{71}Ga utilisés pour la désintégration du ^{71}Ge .

	ϵ^K	ϵ^L	ϵ^M	ϵ^N
^{71}Ga	88,03%	10,30%	1,67%	≈ 0

Table B-2 : Probabilités de capture électronique pour chacune des couches du gallium (tiré de [11]).

Les rayons X sont absorbés par effet photo-électrique dans la matière. Chaque niveau de l'atome cible est caractérisé par sa probabilité d'être ionisé, pour une énergie incidente donnée, supérieure à l'énergie de liaison du niveau. Cette probabilité peut être considérée indépendante de l'énergie en bonne approximation⁴. Les sections efficaces photo-électriques, les probabilités d'ionisation pour chaque raie d'absorption à l'énergie de ces raies, les niveaux d'énergie, les intensités et les énergies des différentes transitions sont obtenus de [12]. Pour les atomes qui ne sont pas répertoriés, les valeurs sont calculées par interpolation à partir des données consignées pour les atomes de nombres atomiques les plus proches.

⁴ Par exemple, pour $Z = 92$, la probabilité d'ionisation est 0,767 à l'énergie du niveau K (115 keV) et 0,822 à 1000 keV.

B.3.1.2 Taux de fluorescence, électrons Auger et réorganisation atomique

Une fois qu'un niveau est laissé vacant, à l'issue d'une capture électronique, d'un effet photo-électrique ou encore d'une réorganisation atomique, les électrons des niveaux supérieurs comblent ce trou par émission de rayons X ou d'électrons Auger (dans ce cas l'énergie de la transition éjecte un électron du cortège atomique). Chaque niveau atomique $n = \{K, L, M, \dots\}$ est caractérisé par son taux de fluorescence, noté ω_n . Ce taux est donné par la proportion de vacances qui sont remplies par émissions de photons. Les vacances restantes sont essentiellement remplies par des émissions d'électrons Auger.

Dans la suite, les taux de fluorescence sont tirés de [13] sauf pour le gallium [14]. Ces taux décroissent fortement avec l'énergie de la couche, et deviennent négligeables au-delà de la couche L pour les nombres atomiques petits. Les taux de fluorescence des noyaux nécessaires à cette étude sont indiqués dans la Table B-3.

Élément	ω_K	ω_L	$\omega_{>L}$
Fer (Fe)	$0,347 \pm 0,008$	≈ 0	0
Silicium (Si)	$0,047 \pm 0,0082$	≈ 0	0
Germanium (Ge)	$0,540 \pm 0,026$	$\approx 0,007$	0
Gallium (Ga)	$0,528$ [14]	$0,0064 \pm 0,0004$	0
Xénon (Xe)	$0,889 \pm 0,020$	$0,091 \pm 0,005$	0
Cérium (Ce)	$0,911 \pm 0,026$	$0,16 \pm 0,02$	0
Europium (Eu)	$0,931 \pm 0,015$	$0,17 \pm 0,01$	0

Table B-3 : Taux de fluorescence sur chacune des couches des différents atomes cités dans ce document. Les taux décroissent fortement avec l'énergie de la couche, et deviennent négligeables au-delà de la couche L pour les nombres atomiques petits.

La réorganisation du cortège atomique conduit à des transitions en cascade dont les intensités et les énergies sont tabulées dans la littérature [12]. La transition de loin la plus probable est toujours la raie KL_3 .

B.3.2 Dispositif expérimental

Une description complète des compteurs utilisés dans GALLEX peut être trouvée dans [15]. Ces compteurs disposent d'un volume de comptage d'environ 1 cm^3 . Ils sont alimentés par une tension d'un millier de volts pour une pression d'une atmosphère.

Le volume de comptage est simulé par un cylindre de rayon $R=0,3 \text{ cm}$ (distance entre le fil d'anode et la paroi de la cathode) et de longueur $L=2,5 \text{ cm}$ (Cf. Figure B-2). Il est rempli d'un mélange à une atmosphère de Xe-GeH_4 . L'extrémité du volume, qui est exposé aux rayons X du cérium lors des étalonnages, est un petit cylindre de quartz (SiO_2), de $0,5 \text{ cm}$ d'épaisseur. La cathode de fer a une épaisseur de $170 \mu\text{m}$, celle de silicium une épaisseur de $500 \mu\text{m}$.

La résolution en énergie⁵ suit la loi $R(E) = A \cdot E^{-1/2} + BE$ où les paramètres A et B sont déterminés expérimentalement à partir des pics K et L du germanium, qui contiennent peu de raies (Cf. B.3.4). Les résolutions peuvent varier d'un compteur à un autre. Elles sont pour les pics K et L d'environ 21% et 48% respectivement, pour un mélange contenant 34% de GeH_4 .

Quand une ionisation apparaît près des bords du compteur, certains des électrons secondaires créés

⁵ Définie comme la largeur à mi-hauteur des pics.

peuvent ne jamais atteindre le fil d'anode à cause de la configuration du champ électrique à cet endroit (événements dits « dégradés »). Dans le programme de simulation, ce phénomène est pris en compte en définissant deux zones symétriques pour lesquelles seulement une partie du dépôt est détecté, atteignant une valeur nulle pour les extrémités du volume de comptage (Cf. Figure B-3).

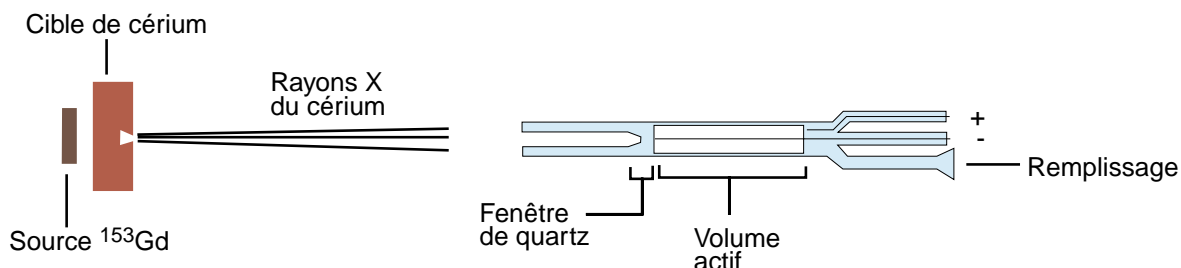


Figure B-2 : schéma du dispositif expérimental permettant l'étalonnage des compteurs avec une source de cérium.

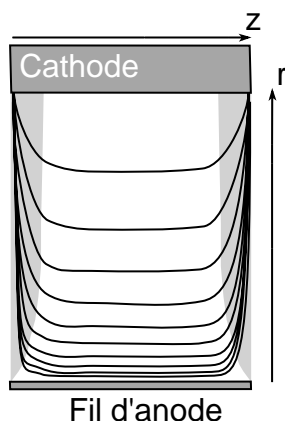


Figure B-3 : Lignes équipotentielles du champ électrique dans le compteur proportionnel d'après [17] (vue en coupe, entre le fil d'anode et la cathode). Les deux zones symétriques ombrées représentent la partie du volume de comptage où seule une partie des ionisations secondaires est détectée.

La proportion de rayons X qui s'échappe du gaz de comptage est environ 82% à 10 keV (la transition KL_3 du gallium est à 9,25 keV) et 99% à 30 keV (KL_3 du xénon à 29,78 keV). Par conséquent, l'essentiel des rayons X peut interagir dans la cathode et y produire des émissions secondaires caractéristiques du fer ou du silicium selon le compteur utilisé.

Par exemple, dans une cathode de fer et pour une désintégration de germanium, les rayons X du niveau K du gallium sont émis lors de la capture K (88% des cas). Dans 53% des cas un rayon X est émis. Étant donné son libre parcours moyen, la plupart du temps ce photon atteindra la cathode et conduira à l'émission de rayons X du fer. Ces photons s'échapperont généralement et pourront ré-interagir dans le gaz, conduisant à un dépôt d'énergie caractéristique de 6,4 keV. Un signal caractéristique du fer apparaît ainsi dans environ 5% des désintégrations de germanium. Cette proportion s'élève à moins de 1% avec une cathode en silicium. La différence essentielle entre les cathodes de fer et de silicium est que le taux de fluorescence K du silicium est très faible, et les électrons Auger ne s'échappent pas de la cathode. Un traitement complet de ce phénomène est pris en compte dans la simulation.

B.3.3 Les étalonnages

L'objet de ce paragraphe est de décrire la simulation de l'étalonnage des compteurs proportionnels à l'aide d'une source « gadolinium-cérium » [16]. Le code comporte deux parties distinctes : l'excitation du cérium par une source radioactive de gadolinium (B.3.3.1) ; l'interaction des rayons X ainsi produits dans le gaz du compteur proportionnel (B.3.3.2). Cette méthode conduit à la détec-

tion de trois pics aux alentours de 1, 5 et 10 keV qui couvrent le domaine d'énergie des désintégrations du germanium (1 et 10 keV). Les positions exactes de ces trois pics doivent être déterminées afin de connaître avec précision les positions des pics K et L du germanium pendant la phase de comptage. La Figure B-4 résume les différentes étapes décrites dans la suite du texte.

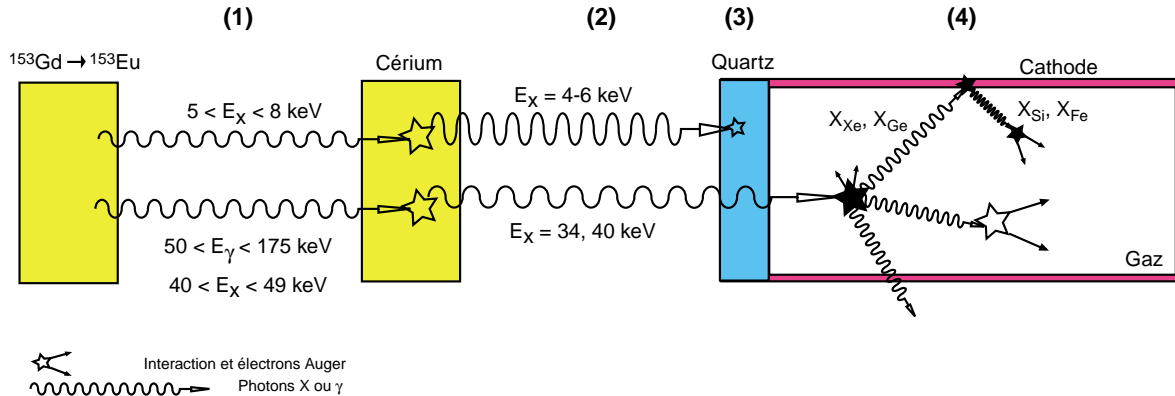


Figure B-4 : Schéma résumant les divers processus mis en jeu lors de l'étalonnage des compteurs avec la source de « gadolinium-cérium ».

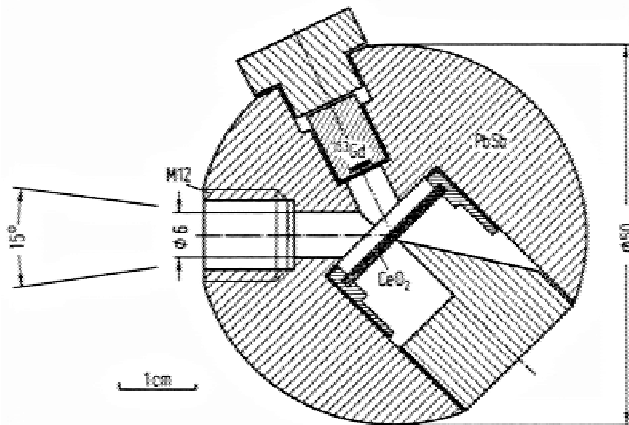


Figure B-5 : Schéma de la source de gadolinium-cérium, enchâssé dans une structure en plomb-antimoine (figure tirée de [16])

B.3.3.1 Excitation du cérium par le gadolinium

Le ^{153}Gd se désintègre par capture électronique ($\tau \approx 350 \text{ j.}$) vers le ^{153}Eu . L'europlum est généralement produit dans un état excité et émet des γ entre 50 et 175 keV. Il émet également des rayons X provenant de la réorganisation de ses couches atomiques. Les électrons Auger susceptibles d'être émis ne peuvent atteindre la cible de cérium (Cf. géométrie du dispositif sur la Figure B-5). Seules les émissions X sont donc considérées et parmi celles-ci, seules les transitions K (entre 40 et 49 keV) et L (entre 5 et 8 keV) pour lesquelles le taux de fluorescence est non négligeable (Figure B-4, étape 1).

La source de gadolinium peut donc émettre en un temps très court, une ou deux transitions nucléaires suivies par une ou plusieurs transitions atomiques. Dans le programme de simulation il est supposé que l'une d'entre-elles seulement, conservée aléatoirement, atteint la cible de cérium. La raie X ou γ sélectionnée atteint le cérium et y produit un effet photoélectrique. La réorganisation du cortège atomique conduit à l'émission de photons correspondant aux transitions du cérium (étape 2) :

34 keV dans 38% des cas (transitions KL), 40 keV dans 11% des cas (transitions KL) et 4 à 6 keV dans 51% des cas (transitions de la couche L).

B.3.3.2 Interaction des rayons X du cérium dans le compteur

Les rayons X du cérium traversent la fenêtre en quartz du compteur proportionnel avant de pénétrer dans le gaz de comptage (les coefficients d'atténuation du quartz sont tirés de [18]). La composante à 5 keV est ainsi totalement arrêtée et les photons de 34 et 40 keV ne parviennent au volume de comptage que dans la moitié des cas (les émissions secondaires provenant du quartz peuvent être négligées. Étape 3). Le point d'interaction est engendré suivant le libre parcours moyen dans le mélange gazeux, sur un atome de germanium ou sur un atome de xénon. L'interaction sur l'hydrogène est négligée et les niveaux d'énergie du germane sont supposés être ceux du germanium atomique. Le signal dans le compteur est constitué (étape 4) :

- des photo-électrons émis (énergie du photon incident moins énergie du niveau atomique qui a été ionisé, Cf. Table B-4) ;
- de l'énergie du ou des électrons Auger émis. À moins de 10 keV, les électrons Auger seront toujours observés (la distance parcourue par un électron dans le mélange est de l'ordre de 20 μm à 1 keV et 1 mm à 10 keV) ;
- de l'énergie des transitions X qui ne se sont pas échappées du compteur ;
- de l'énergie correspondant à la dernière couche atomique ionisée lors de la réorganisation, par exemple l'énergie du niveau M_5 après une transition KM_5 , ou celle du niveau M_4 dans une transition $KL_2 + L_2M_4$. Cette énergie doit être prise en compte car les niveaux M et supérieurs ont un taux de fluorescence très bas et émettent donc des électrons Auger de faible énergie, forcément détectés;
- de l'énergie émise par les ré-interactions éventuelles dans la cathode;
- et finalement, et très rarement, de l'énergie des niveaux M, N or O qui ont été directement ionisés et qui conduisent à l'émission d'électrons Auger.

Niveau	Atome		
	Xénon	Germanium	Gallium
K	34,561	11,104	10,367
L ₁	5,445	1,413	1,300
L ₂	5,102	1,248	1,142
L ₃	4,782	1,217	1,115
M ₁	1,143	0,180	0,158
M ₂	0,997	0,126	0,106
M ₃	0,936	0,121	0,103
M ₄	0,686	0,028	0,017
M ₅	0,672	0,028	0,017
N ₁	0,208	0,004	0,002
N ₂	0,152	0,001	
N ₃	0,143	0,001	
N ₄ , N ₅	0,063		
O ₁	0,018		
O ₂ , O ₃	0,009		

Table B-4 : Niveaux d'énergie en keV du xénon, du germanium et du gallium.

Une quarantaine de raies distinctes est ainsi émise dans le compteur entre 0 et 15 keV. Ces raies peuvent être regroupées en 3 pics principaux correspondant aux intervalles en énergie de

$0,5 < E < 3 \text{ keV}$, $3 < E < 8 \text{ keV}$ et $8 < E < 15 \text{ keV}$ (Cf. Figure B-6).

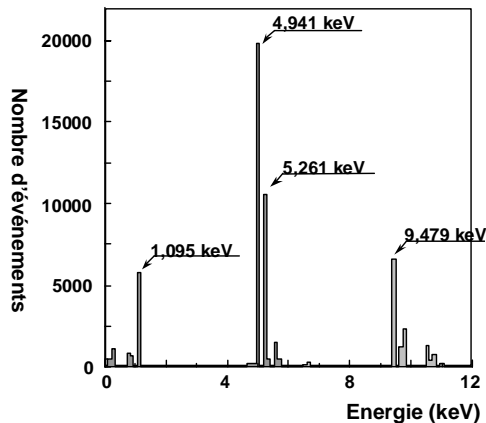


Figure B-6 : Spectre de lignes pour un étalonnage avec un compteur rempli d'un mélange à 70% de xénon, une fenêtre de quartz de 0,5 cm et sans les émissions secondaires de la cathode (10^6 événements). Les énergies des lignes principales sont indiquées.

La moyenne pondérée par les intensités calculées donne pour chacun de ces pics les positions suivantes : $1,06 \pm 0,01 \text{ keV}$, $5,11 \pm 0,02 \text{ keV}$ et $9,79 \pm 0,06 \text{ keV}$.

D'autres raies sont émises entre 30 et 40 keV. Elles proviennent essentiellement d'interactions de rayons X de la couche K du cérium sur le niveau K du xénon, ou d'interactions sur le germanium avec perte d'une transition KL (environ 10 keV). La région à 5 keV est due aux interactions pour lesquelles les transitions KL du xénon se sont échappées. La région à 1 keV provient d'interaction sur le xénon avec perte de transitions KL ou L. Ils ne restent alors plus que les dépôts en énergie correspondant aux couches M et supérieures.

Les valeurs calculées sont en excellent accord avec les mesures expérimentales, au pour-cent près. Le spectre simulé d'un étalonnage fait avec un compteur rempli d'un mélange gazeux standard (70% Xe - 30% GeH₄) est présenté sur la Figure B-7. Ce spectre simulé peut-être comparé avec celui de la Figure B-8 obtenu avec un étalonnage réel comportant 10000 événements. La différence observable à basse énergie provient de ce que la simulation ne tient pas compte du bruit engendré par le système électronique.

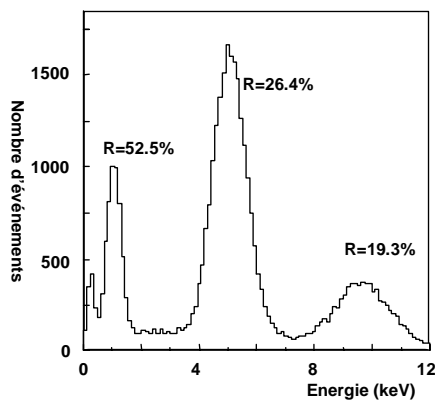


Figure B-7 : Exemple de spectre simulé tenant compte de la résolution en énergie et des événements « dégradés ». Les résolutions en énergies sont indiquées pour chacun des pics.

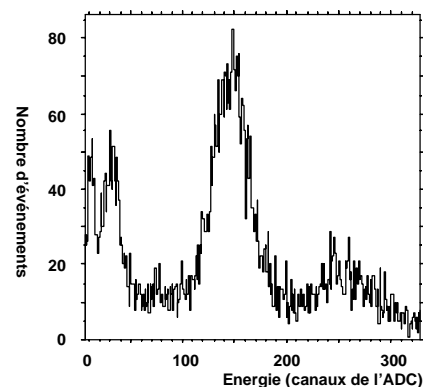


Figure B-8 : Spectre d'étalonnage à comparer avec la figure précédente (10000 événements). La différence essentielle avec la Figure B-7 est à basse énergie et provient de ce que la simulation ne tient pas compte du bruit engendré par l'électronique.

Cette étude montre également que les cathodes en silicium ne produisent des raies supplémentaires qu'avec des intensités marginales, inférieures à 0,1% du total. Pour une cathode en fer, deux raies

supplémentaires sont observées à 6,404 keV (raie KL_3 du fer) et à 11,345 keV, avec une intensité de l'ordre de 0,1%. L'intensité totale du pic à 5 keV est de 61% et la cathode de fer n'y contribue qu'à hauteur de 0,3%. La différence entre un mélange à 70% de xénon est un compteur rempli de xénon pur est totalement négligeable. Le germane ne contribue que dans la région au-delà de 30 keV. La résolution en énergie dans chacun des trois pics est respectivement 52,5%, 26,4% et 19,3% (calculé à partir de l'ajustement de trois gaussiennes sur un fond décroissant comme une loi de puissance).

B.3.4 Désintégrations du germanium

L'isotope ^{71}Ge se désintègre par pure capture électronique vers l'état fondamental du ^{71}Ga , conduisant à l'émission de rayons X ou d'électrons Auger de cet isotope (Cf. Table B-4). Dans la Table B-5 sont répertoriées les émissions d'intensité supérieure à 0,1%, selon que le compteur dispose d'une cathode de fer ou de silicium (pour un mélange standard 70% Xe-30% GeH_4). Ces émissions sont réparties en quatre groupes :

- le premier est composé d'une seule ligne à 10,367 keV, correspondant à l'énergie de liaison du niveau K du gallium (capture K suivi d'émissions qui sont toutes observées) ;
- le deuxième pic, d'énergie moyenne pondérée 1,17 keV, est composé de trois lignes correspondant à une capture L_2 , avec toutes les émissions ultérieures observées, ou une capture K lorsque les transitions KL_2 ou KL_3 sont perdues ;
- le troisième pic à 0,12 keV est composé de trois lignes correspondant aux captures M_1 ou à des cas où tout le signal a été perdu sauf les électrons Auger de la couche M ;
- le signal induit par la cathode de silicium est totalement négligeable. La cathode de fer conduit à des lignes supplémentaires caractéristiques dont l'intensité totale ne dépasse pas 1,5%. Il s'agit des transitions KL à 6,4 keV ou KM à 7,1 keV pour lesquelles une énergie a été préalablement déposée dans le compteur (un électron Auger de 1 keV par exemple).

Énergie (keV)		10,37	8,20	7,55	7,53	7,52	7,51	1,30	1,14	1,12	0,16	0,11	0,10
Intensités (%)	Si	51,2	-	-	-	-	-	10,4	11,2	21,1	1,7	1,5	2,9
	Fe	51,3	0,1	0,3	0,2	0,5	0,3	10,2	10,7	20,5	1,6	1,4	2,7
Moyenne (keV)		10,37	7,57					1,17			0,12		

Table B-5 : Position des différentes lignes avec leur intensité respectives pour une désintégration de ^{71}Ge (intensités plus grandes que 0,1%). La moyenne pondérée est indiquée pour chaque groupe de lignes (obtenu par la simulation de 10^5 désintégrations de germanium).

Sur la Figure B-9 est représenté le spectre Monte Carlo obtenu avec une cathode de silicium ainsi que la contribution supplémentaire du fer aux alentours de 7 keV. Ce spectre peut-être comparé avec celui de la Figure B-11 correspondant à la désintégration de ^{71}Ge produits par les neutrinos solaires.

B.3.5 Influence du mélange gazeux

Que ce soit pour les étalonnages ou pour les désintégrations de ^{71}Ge , les intensités des différents pics ne varient que de 0,5% lorsque la proportion de xénon passe de 30% à 100%. La proportion de coups à haute énergie est d'autant plus grande que la proportion de xénon est importante. Une forte proportion de xénon évite donc que les désintégrations du germanium soient à proximité de la partie à basse énergie où le bruit de fond du compteur est le plus grand. Le xénon est essentiel à la conversion des rayons X du cérium qui sont de l'ordre de 40 keV dans le volume de comptage. En ce qui concerne l'observation des désintégrations du germanium, l'accroissement de l'intensité du pic à 10 keV est dû au fait que la conversion des rayons X du gallium est bien plus efficace avec le xénon qu'avec le germanium.

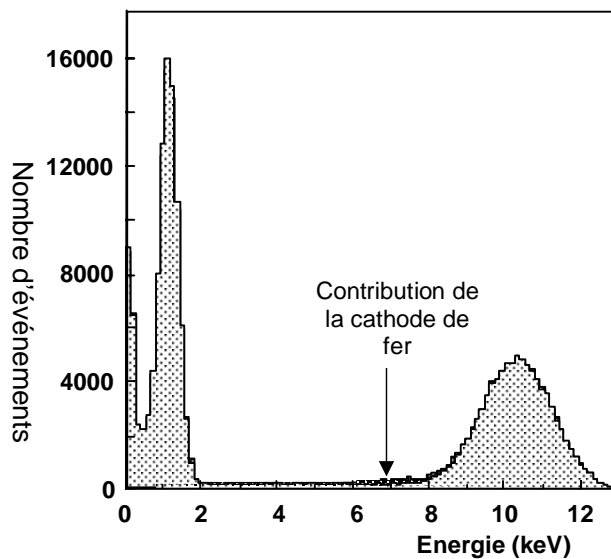


Figure B-9 : Spectre de désintégration simulé de germanium (10^5 événements) pour un compteur avec cathode de silicium et la contribution provenant d'une cathode de fer (partie sombre aux alentours de 7 keV)

B.4 Analyse des données

Une fois les compteurs étalonnés, il devient possible de repérer la position des coups dus aux désintégrations du germanium et aux différents autres isotopes parasites. Leur temps d'arrivée permet de les différencier des coups de bruit de fond par une méthode de recherche de maximum de vraisemblance.

B.4.1 Observation des désintégrations dans le compteur

L'échantillon de germane est susceptible de contenir tous les isotopes du germanium ainsi que du radon, seul élément radioactif gazeux des chaînes de désintégration de l'uranium et du thorium.

Isotopes du germanium

Le ^{71}Ge provient de l'interaction des neutrinos solaires. En outre, tous les isotopes radioactifs, 71, 69 et 68 du germanium, ont pu être produits par les muons cosmiques ou la radioactivité naturelle pendant l'exposition ([1] à [4]). Cette contribution, très faible, doit éventuellement être considérée dans l'analyse. Ces trois isotopes ont, dans le mélange gazeux, les mêmes signatures de désintégrations aux durées de vie près (respectivement 16,4 jours, 56,3 heures et 415 jours de durée de vie).

Le ^{71}Ge et le ^{68}Ge se désintègrent uniquement par capture électronique vers les états fondamentaux respectifs du ^{71}Ga et du ^{68}Ga .

Le ^{69}Ge quant à lui se désintègre vers l'état fondamental du ^{69}Ga soit par capture électronique (64% des cas), soit par émission β^+ (36% des cas). Les désintégrations β^+ du ^{69}Ge peuvent être rejetées en réalisant des anti-coïncidences sur le positron détecté dans le compteur et les gammas d'annihilation détectés dans le cristal NaI qui entoure le système de comptage (le positron dépose toute son énergie dans le gaz, environ 2 MeV, puis donne deux photons de 511 keV).

Impuretés des matériaux du compteur

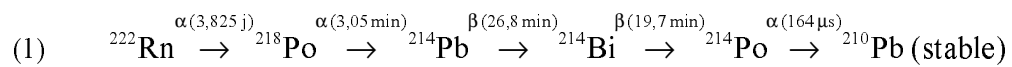
Les cathodes contiennent des impuretés⁶ de ^{238}U , ^{232}Th et ^{40}K avec les proportions maximales respectives de $2 \cdot 10^{-12}$, 10^{-13} et 10^{-10} en mole par mole (par exemple, dans une cathode de fer, un atome de ^{232}Th pour 10^{13} atomes de fer). Les cathodes de fer peuvent également contenir des traces

⁶ Tous les éléments des chaînes de l'uranium et du thorium sont des émetteurs β ou α susceptibles de produire un signal parasite dans le compteur.

de ^{232}Th pour 10^{13} atomes de fer). Les cathodes de fer peuvent également contenir des traces de ^{60}Co . Les parois de quartz sont elles aussi faiblement contaminées par différents isotopes (K, U, Th, Na, Fe, etc.) avec des concentrations ne dépassant généralement pas quelques ng/g (Cf. détails dans [15]). Ces isotopes produisent des photons γ qui peuvent diffuser par effet Compton sur les électrons du gaz. Ces électrons de « haute » énergie produisent des ionisations successives qui laissent une trace étendue dans le compteur. Ils produisent donc un temps de montée du signal bien plus lent que celui observé pour les désintégrations du germanium, ce qui permet de les discriminer.

Contamination du gaz de comptage

Le radon, ^{222}Rn , se désintègre à 99,94 % suivant le schéma suivant (les autres chaînes de désintégrations sont négligées, le ^{210}Pb a une durée de vie de 22 ans et peut être considéré comme stable dans cette étude. Pour chaque désintégration, le type de particule émise et la durée de vie sont indiqués) :



Les désintégrations de ces éléments conduisent à des rayons X, à des électrons et à des particules α au-delà de 13 keV. Ces énergies correspondent à un dépassement de capacité de l'ADC (« overflow »), s'ils sont correctement détectés (Cf. plus bas). Malgré toutes les précautions prises à chaque étape de l'expérience, environ 3 atomes de radon se retrouvent dans le gaz de comptage (dont un dans la zone « germanium »).

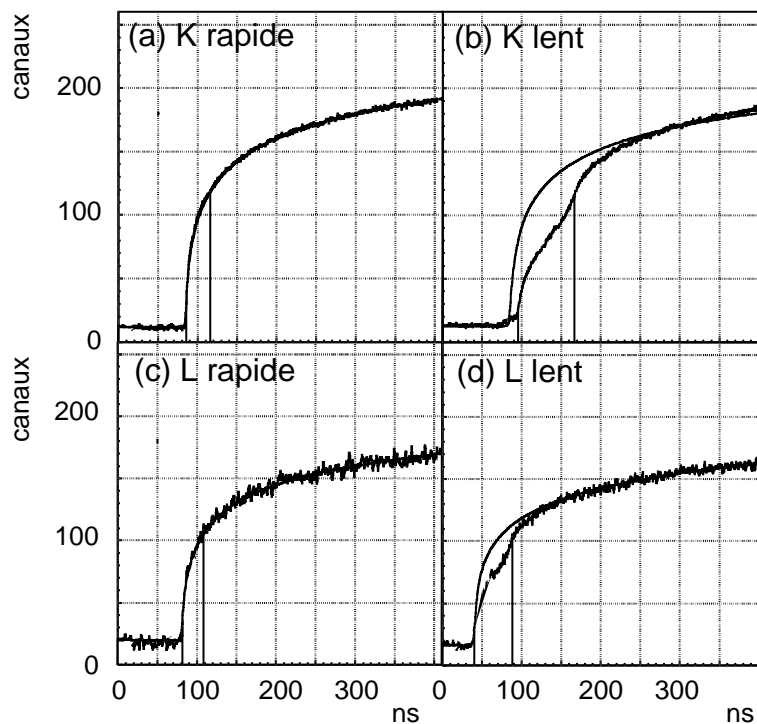


Figure B-10 : Exemple de quatre signaux enregistrés pour des pics K et L (tiré de [28]). Les captures électroniques du ^{71}Ge produisent des impulsions « rapides », (a) et (c), alors que la plupart des événements de bruit de fond génèrent des ionisations diffuses, (b) et (d).

Signal dans le compteur

Chaque signal enregistré est caractérisé par les informations suivantes :

- le temps, nécessaire pour observer la période de désintégration ;

- l'amplitude, donnée par un module « ADC », et qui permet de mesurer l'énergie ;
- l'énergie déposée en coïncidence dans le cristal au NaI entourant le système de comptage, ce qui permet en particulier de rejeter les émissions β^+ ;
- le temps de montée obtenu par la mesure de l'amplitude sur l'impulsion dérivée (ADP), sur 10 ns ;
- la forme, numérisée par pas de 0,4 ns par un « FADC » entre 0 et 400 ns. L'analyse de la courbe obtenue permet de définir le temps de montée (temps nécessaire pour passer de 10 à 70% de l'amplitude maximale, Cf. Figure B-10).

En règle générale, les bruits de fond (contamination des matériaux proches ou du gaz de comptage lui-même) sont à l'origine de particules de l'ordre du MeV. Lorsque ces particules déposent la totalité de leur énergie dans le gaz elles sont facilement éliminées car elles sont associées à des dépassements de la charge mesurable par le système de comptage. Elles deviennent gênantes lorsqu'elles ne déposent dans le compteur qu'une énergie correspondant à celles des désintégrations du germanium, entre 1 et 10 keV. Ceci survient, par exemple, lorsqu'une particule α ionise le gaz à proximité de la zone des événements dégradés. La quantité d'énergie déposée est essentiellement arbitraire et produit donc un bruit de fond relativement plat dans le spectre en énergie des événements détectés (Cf. le spectre en énergie en bas de la Figure B-11).

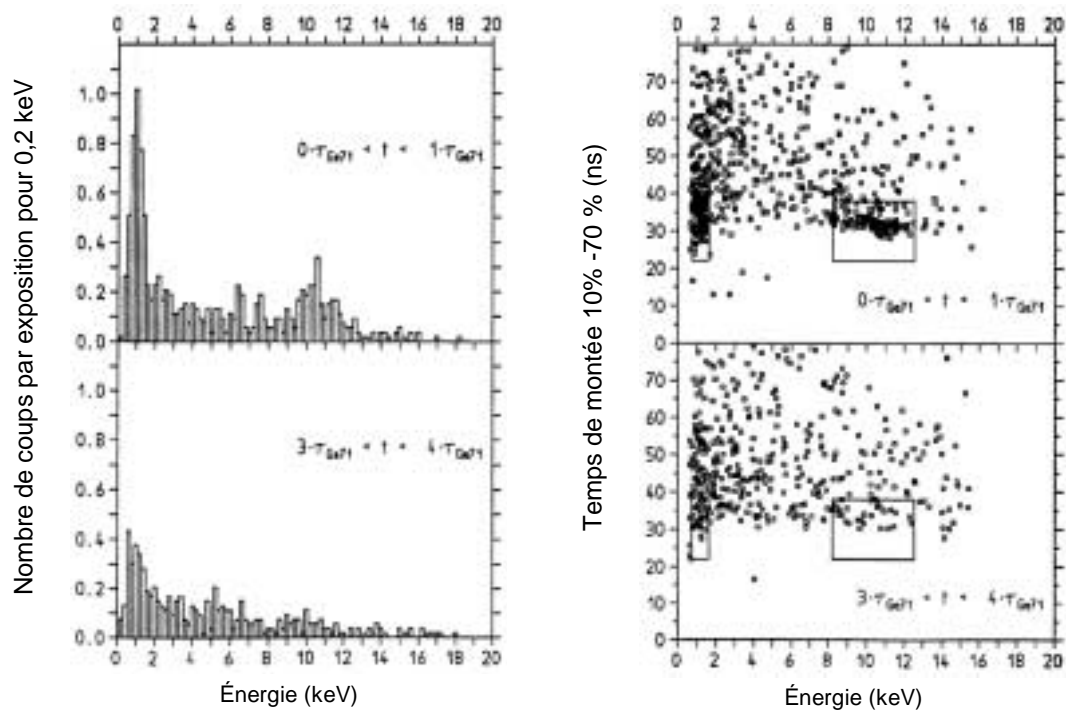


Figure B-11 : Distribution des événements de désintégration des compteurs selon leur énergie (à gauche) et dans un diagramme énergie/temps de montée (à droite.) Dans ce dernier cas, les cadres représentent les zones de sélection définies à partir des caractéristiques des étalonnages. Les figures du haut sont obtenues pour un temps correspondant à une durée de vie du ^{71}Ge (jusqu'à 16 jours de comptage). Les figures du bas sont obtenues pour une acquisition entre la troisième et la quatrième durée de vie (entre 49 et 65 jours de comptage) : le signal caractéristique du germanium y est pratiquement absent.

Un autre cas est celui des électrons qui traversent une partie du compteur. Dans ce cas, le gaz est ionisé sur une distance grande comparée au dépôt d'énergie très localisé d'un électron Auger du germanium. Le signal qui en résulte se développe donc « lentement » dans le compteur, et le temps de montée du signal permet donc de discriminer ces phénomènes parasites des vraies désintégrations de germanium (Figure B-10).

Il est à noter que certaines désintégrations de germanium peuvent, elles aussi, produire des signaux lents. C'est le cas lorsque l'énergie est déposée en deux fois : tout d'abord, un électron Auger simultané à la capture électronique, et plus loin dans le gaz, et donc dans le temps, un second électron Auger correspondant à la capture du rayon X émis lors de la désintégration (essentiellement une transition KL_3 pour les raisons citées plus haut). Ce type d'événements produit un signal « K lent », comme illustré sur la Figure B-10, avec un décrochement caractéristique dans la forme de l'impulsion correspondant aux deux dépôts d'énergie successifs.

La Figure B-11 présente les spectres en énergie (à gauche) et des distributions énergie-temps de montée (à droite) de l'ensemble des événements détectés par GALEX en 5 ans de prise de données. L'échantillon a été séparé en deux : en haut, les signaux observés lors des deux premières semaines de comptage où peut se constater l'accumulation des coups dus au germanium. En bas, les événements recueillis après trois périodes de désintégration du ^{71}Ge et qui ne comportent plus que des événements de bruit de fond.

B.4.2 Sélection des événements

Une première sélection consiste à éliminer les bruits de fonds les plus évidents. Tous les coups en coïncidence avec un signal dans le détecteur au NaI sont éliminés (cas de la désintégration du ^{69}Ge).

Malgré toutes les précautions prises lors du remplissage du compteur et en particulier l'utilisation d'un banc de chromatographie gazeuse, quelques atomes de radon se retrouvent dans le mélange gazeux. Les noyaux de cette chaîne de désintégration produisent des « overflows » lorsqu'ils sont détectés. Comme déjà cité plus haut, il peut arriver qu'une partie seulement de cette énergie soit recueillie dans le compteur (à cause, par exemple, de la zone des événements dégradés, Cf. B.3.2).

Deux coupures ont été imaginées pour éliminer le radon⁷. Elles s'appuient sur les durées de vie indiquées dans l'équation (1) :

- i. Un « overflow » peut avoir pour origine la désintégration du ^{222}Rn . Pour rejeter l'ensemble des signaux provenant des autres éléments de la chaîne il suffit d'éliminer la période de comptage correspondant à plusieurs fois la somme des durées de vie des noyaux fils (soit $3,05 + 26,8 + 19,7 + (164 \cdot 10^{-6})/60 = 49,6$ minutes). Si la désintégration du ^{222}Rn n'est pas détectée, mais que c'est la désintégration du ^{218}Po qui est vue, il faut éliminer le signal éventuel provenant de la désintégration précédente ($^{222}\text{Rn} \rightarrow ^{218}\text{Po}$). Il suffit pour cela de rejeter les données acquises avant la désintégration du ^{218}Po (durée de vie de 3,05 minutes). En pratique, tous les événements apparaissant 15 minutes avant et 3 heures après la détection d'un signal « overflow » sont éliminés. Cette procédure n'est pas appliquée si un signal est détecté dans le cristal NaI entourant les compteurs, car ce signal signe sans ambiguïté la désintégration d'un ^{69}Ge qui est donc facilement rejeté.
- ii. Dans l'hypothèse où l'ensemble des « overflows » de la chaîne de désintégration sont manqués, il reste une possibilité de signer cette chaîne. En effet la séquence $^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{214}\text{Po} \rightarrow ^{210}\text{Pb}$ produit dans le compteur deux signaux rapprochés en temps, dits événements « BiPo », correspondant aux 164 μs de durée de vie du ^{214}Po . Tous les événements apparaissant 3 heures avant l'apparition d'un BiPo sont rejetés.

Les événements restants se distribuent dans le diagramme temps de montée/énergie, comme montré sur la Figure B-11. Ils s'accumulent aux alentours des pics de désintégration du germanium dans les premiers quinze jours de comptage (approximativement une période de désintégration du ^{71}Ge). Les étalonnages des compteurs permettent de définir deux fenêtres dans ce plan, respectivement pour les pics K et L. Les événements sont sélectionnés en énergie à plus ou moins deux fois la lar-

⁷L'efficacité de ces coupures est de 92%. Elle a été mesurée à l'aide de compteurs volontairement remplis de radon.

geur à mi-hauteur de chacun de ces pics. Des intervalles sont également définis pour la montée en temps du signal. Ils correspondent respectivement à 97,7% et 95% des désintégrations du germanium, et rejettent la quasi-totalité des signaux lents dus aux bruits de fond.

B.4.3 Mesure du taux de production de germanium

La méthode d'analyse décrite ici a été utilisée dans un programme qui a permis d'établir les tout premiers résultats de GALLEX. Ce programme a été utilisé les années suivantes par des physiciens du MPI-Heidelberg pour produire les résultats finals de l'expérience.

Les échantillons sont mis à compter pendant des périodes au moins égales à 6 mois, ce qui permet d'observer dans les premiers jours la désintégration du ^{71}Ge , puis le bruit de fond intrinsèque du système de comptage. Les temps d'arrivée des événements sélectionnés correspondent donc aux atomes de ^{71}Ge , qui se distribuent selon une loi exponentielle de désintégration radioactive, et à un fond supposé constant, b , exprimé en nombre de coups par unité de temps détectés dans le compteur :

$$(2) \quad b + \alpha \cdot e^{-t_i/\tau_{71}}$$

Le paramètre α correspond au taux de désintégration à $t = 0$ du ^{71}Ge ayant la durée de vie τ_{71} connue. Ces deux paramètres sont déterminés à partir d'une méthode de maximum de vraisemblance [19], appliquée au cas où les événements se distribuent suivant un processus de Poisson.

Il est possible d'analyser les données en supposant que plusieurs isotopes g différents se désintègrent dans le compteur (par exemple, en plus du ^{71}Ge , le ^{69}Ge , le ^{68}Ge , ou même n'importe quel autre isotope parasite dont la présence voudrait être recherchée). La fonction de vraisemblance s'écrit alors :

$$(3) \quad L(a_1, \dots, a_G, b) = e^{-m} \prod_{i=1}^N \left(b + \sum_{g=1}^G a_{\oplus, g} e^{-t_i/\tau_g} \right)$$

τ_g est la période de désintégration d'un isotope g donné. Les termes $a_{\oplus, g}$ représentent le taux de production en SNU de l'isotope g pendant l'exposition. Ces termes tiennent compte des éléments suivants :

- les très brèves interruptions de comptage ;
- l'efficacité de comptage pour la zone sélectionnée dans le plan énergie – temps de montée. Cette efficacité de détection totale ϵ_c (énergie supérieure à 0,5 keV) peut varier d'un compteur à l'autre. Elle vaut 75% en moyenne ;
- le temps écoulé entre la fin de l'exposition (arrêt du balayage de la solution) et le début du comptage pendant lequel des isotopes ont pu se désintégrer ;
- la proportion d'isotopes qui se sont désintégrés pendant les trois semaines d'exposition (ce facteur est négligeable pour le ^{68}Ge) ;
- l'efficacité d'extraction, de l'ordre de 95% ;
- le facteur permettant d'obtenir un résultat en SNU ;
- dans le cas du ^{69}Ge , le rapport de branchement pour la capture électronique (64%).

La variable m est le nombre moyen total d'événements calculé à partir des valeurs des paramètres $a_{\oplus, g}$ et b :

$$(4) \quad m = b \Delta T_C + \sum_g a_{\oplus, g} \tau_g$$

ΔT_C représente le temps vrai de comptage. Pour déterminer le taux de production du ^{71}Ge (plus

éventuellement d'autres isotopes) pour toute une série d'expositions $j, j = 1, \dots, N_{exp}$, il faut tenir compte du fait que le bruit de fond est différent pour chaque compteur. La fonction de vraisemblance s'écrit alors :

$$(5) \quad L(a_1, \dots, a_G, b_1, \dots, b_{N_{exp}}) = \prod_{j=1}^{N_{exp}} L(a_1, \dots, a_G, b_j)$$

B.5 Résultats de GALLEX

Dans GALLEX, la dernière exposition des 30 tonnes de gallium aux neutrinos solaires s'est terminée le 23 janvier 1997. Après 65 expositions, 300 désintégrations d'atomes de ^{71}Ge ont été observées dans les compteurs proportionnels. Les taux de production de ^{71}Ge obtenus pour chacune des expositions sont présentés sur la Figure B-12 tirée de [20]. Le taux de production final en SNU est $77,5 \pm 6,26$ (stat.)^{+4,3}_{-4,7} à 68% de niveau de confiance (références [20] à [25]), à comparer aux prédictions théoriques qui sont aux alentours de 130 SNU [8]. Pour obtenir ce résultat il a fallu retrancher les contributions mesurées des différents bruits de fond comme indiquées dans la Table B-6. La Table B-7 présente les différentes contributions à l'erreur systématique.

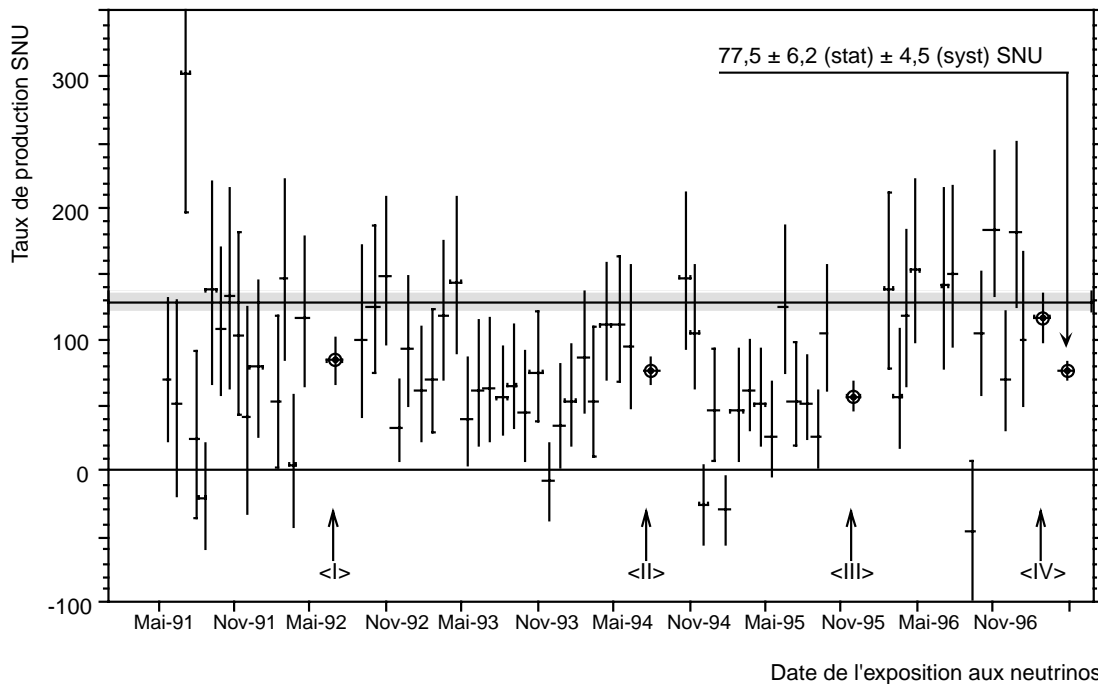


Figure B-12 : Taux de production du ^{71}Ge produit par les neutrinos solaires pour chacune des expositions, les résultats intermédiaires I, II, III, et IV, ainsi que le résultat final. [20].

Pendant la même période, l'expérience SAGE (Soviet-American Gallium Experiment) a également mesuré le taux de production de ^{71}Ge produits par les neutrinos solaires. Le résultat obtenu, 67 ± 7 SNU (à 68% de niveau de confiance) est en accord avec celui mesuré par GALLEX. Cet accord est d'autant plus significatif que cette expérience utilisait une cible de 60 tonnes de gallium métallique. Le gallium chauffé (fusion à $29,8^\circ\text{C}$) était ensuite additionné d'acide chlorhydrique pour se retrouver sous une forme similaire à celle de GALLEX, permettant une extraction et un comptage des atomes de ^{71}Ge suivant les mêmes principes. L'avantage de cette technique est l'absence d'atome d'hydrogène dans la cible : les neutrons de la radioactivité ambiante ne peuvent y produire de ^{71}Ge . Son inconvénient réside dans les fréquentes manipulations de la cible qui sont susceptibles de la contaminer.

Bruit de fond	Contribution (SNU)
Interactions de muons atmosphériques dans le gallium [1][2]	$2,8 \pm 0,6$
Interactions des neutrons rapides de la radioactivité ambiante [1][3][4]	$0,15 \pm 0,10$
Désintégrations de ^{69}Ge produits par les neutrinos du ^8B et les muons, prises pour des désintégrations de ^{71}Ge [23]	$1,0 \pm 1,0$
Radon à l'extérieur des compteurs	$0,3 \pm 0,3$
Sous-total	$4,3 \pm 1,2$
Inefficacité des coupures au radon dans le compteur	$2,2 \pm 1,2$
Total à soustraire au taux mesuré	$6,5 \pm 1,7$

Table B-6 : Liste des bruits de fonds irréductibles qui doivent être soustraits au taux de production de ^{71}Ge mesuré pour obtenir la contribution des neutrinos solaires.

Incertitude	Contribution
Efficacité de comptage incluant les coupures en énergie et en temps de montée	$\pm 4,5\%$
Taille de la cible (quantité de gallium) et efficacité d'extraction	$\pm 2,2\%$
Correction à la soustraction du fond dû aux ^{68}Ge	$+ 0,9\%$ $- 2,6\%$
Soustraction des réactions parasites (muons et neutrons)	$\pm 2,2\%$
Total	$+ 5,6\%$ $- 6,1\%$

Table B-7 : Contributions principales à l'incertitude systématique.

Face à la complexité de la procédure d'extraction du germanium dans GALLEX, il était nécessaire de pouvoir s'assurer de la maîtrise complète du dispositif de façon totalement indépendante. Ceci a été réalisé de deux manières différentes. Tout d'abord en irradiant par deux fois, entre juin et octobre 1994, puis entre octobre 95 et février 96, la solution de gallium avec une source de neutrinos d'intensité précisément connue (65 PBq). Enfin, après la dernière exposition aux neutrinos, en introduisant dans la solution des isotopes radioactifs d'arsenic se désintégrant en germanium.

Dans le premier cas, une source de chrome ($T_{1/2} = 40,0 \text{ j}$) a été introduite dans d'un espace cylindrique du réservoir cible [26]. Les neutrinos produits ont une énergie comparable à ceux du ν_{Be} :



Le rapport du flux de neutrinos connu sur le flux de neutrinos mesuré par la procédure habituelle dans GALLEX est de $0,93 \pm 0,08$ pour les deux irradiations.

Dans le second cas, environ 10000 atomes de ^{71}As , se désintégrant vers le ^{71}Ge en 3,9 jours de durée de vie, ont été introduits dans la solution de gallium [27]. L'idée était ici de tester l'absence de phénomène susceptible de piéger les atomes de germanium dans la solution ou sur les parois du réservoir par des processus chimiques. Les résultats montrent que l'efficacité d'extraction du germanium ainsi produit s'élevait à 100% avec une incertitude ne dépassant pas 1%.

La Figure B-13, tirée des tout derniers résultats de Superkamiokande [67], montre les zones du plan ($\Delta m^2, \sin^2 2\theta$) permettant d'expliquer le déficit observé par l'expérience chlore et les deux expériences au gallium combinées, ainsi que les zones autorisées par Superkamiokande. GALLEX se poursuit désormais dans le cadre de la collaboration GNO, dont les premiers résultats [28] continuent à confirmer les mesures de GALLEX. Le but de GNO est de prendre des données sur une longue période, au moins égale à un cycle solaire (11 ans), afin d'étudier la stabilité du flux des neutrinos solaires. La partie F revient en détail sur les conséquences de ces résultats.

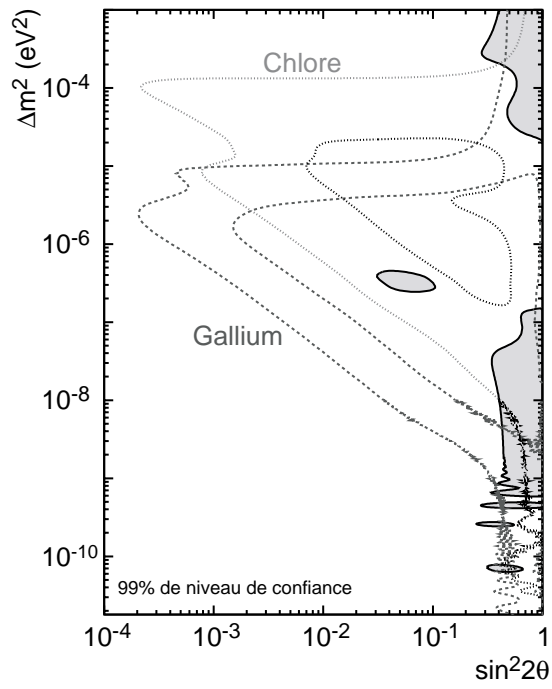


Figure B-13 : Les zones du plan (Δm^2 , $\sin^2 2\theta$) permettant d'expliquer le déficit observé par l'expérience chlore et les deux expériences au gallium combinées, ainsi que les zones autorisées par Superkamiokande (zones grisées. Figure tirée de [67])

C. OSCILLATIONS DES NEUTRINOS AUPRÈS D'UN ACCÉLÉRATEUR : NOMAD

Dans ce chapitre, nous décrivons comment de 1994 à 1999 l'expérience NOMAD a tenté de mettre en évidence l'oscillation en ν_τ des ν_μ produits à l'aide d'un accélérateur du CERN. Au moment où la collaboration publiait sa proposition d'expérience, si on interprétait les derniers résultats de GALLEX en termes d'oscillations de neutrinos, un signal pouvait légitimement être attendu dans NOMAD.

Nous avons ici choisi d'illustrer la méthodologie utilisée dans ce genre d'expérience, où le signal de ν_τ est isolé à partir de considérations cinématiques. Pour cela nous décrivons succinctement les travaux réalisés dans le cadre de la thèse de X.Méchain, intitulée « étude de la production de particules charmées via les interactions de neutrinos dans l'expérience NOMAD au CERN ». Nous terminerons ce chapitre en faisant la synthèse des résultats obtenus par l'expérience.

Vue du hall expérimental abritant NOMAD (au fond) et l'expérience concurrente CHORUS (au premier plan). ►



C.1 Contributions

Entre 1993 et 1999, mes activités sur NOMAD se sont partagées entre la construction, l'étude et la maintenance de la partie centrale du détecteur (sous la responsabilité du groupe de Saclay) et la recherche de désintégrations de particules charmées dans les données. J'ai également contribué de façon plus générale au fonctionnement de l'expérience en mettant en place et en gérant les pages Web internes et externes de l'expérience.

La partie centrale du détecteur NOMAD est une cible active constituée de 50 chambres à dérives. Les particules créées lors des interactions de neutrinos y sont détectées. Ces particules sont identifiées en aval à l'aide d'autres détecteurs (détecteur à rayonnement de transition, calorimètre électromagnétique, calorimètre hadronique et chambres à muon).

J'ai commencé à m'engager dans NOMAD à une époque où les tous premiers prototypes de chambres à dérive étaient à l'étude. J'ai pu me familiariser avec ce genre de détecteur en participant à l'analyse des données recueillies lors de tests en faisceau d'une chambre de $0,8 \times 1,20 \text{ m}^2$. J'ai ensuite suivi l'élaboration et la mise au point d'un second prototype de $1 \times 3 \text{ m}^2$. Enfin, durant de longs mois, j'ai participé à l'élaboration, la qualification et la réparation des chambres à dérive finales ($3 \times 3 \text{ m}^2$) [29].

Parallèlement à ce travail dans le hall de montage à Saclay, et dans les mois qui ont suivi, j'ai développé un certain nombre d'outils de base liés à ce sous-détecteur (contrôle du passage des données du programme de simulation au programme de reconstruction, monitoring de l'efficacité intrinsèque des chambres, alignement interne des fils). J'ai mis en place et mis à jour la base de données des chambres à dérive de NOMAD (position et câblage des 6000 fils, vitesse de dérive et tension de fonctionnement des 150 plans, voies absentes ou bruyantes).

En ce qui concerne l'analyse, j'ai commencé par étudier la possibilité de repérer des émissions de photons de bremsstrahlung par les électrons dans les chambres à dérive (ces émissions conduisent à des discontinuités dans la courbure des traces). Une partie de ce travail a été réalisé lors de l'encadrement du stage de DEA de Nathalie Besson et lors des premiers mois de sa thèse. J'ai également travaillé sur la possibilité d'associer ces discontinuités avec les dépôts d'énergie des photons de bremsstrahlung dans le calorimètre. L'idée était d'améliorer la méthode alors retenue dans l'expérience dont le principe est d'associer à un électron tous les dépôts tombant dans la région du calorimètre « balayée » par cet électron. Cette nouvelle méthode ne s'est pas avérée plus efficace que la première et a finalement été abandonnée.

A partir d'avril 1996, j'ai encadré Xavier Méchain pour sa thèse sur la production de particules charmées [30]. Le but était d'observer la désintégration du charme en positron et de déterminer la masse de ce quark ainsi que le contenu en mer étrange du nucléon. Nous avons commencé ce travail par les études des discontinuités, citées plus haut, susceptibles de signer les électrons de basse énergie n'atteignant pas les sous-détecteurs habituellement utilisés pour leur identification. J'ai ensuite mis au point un code d'analyse permettant de déterminer la masse du quark charmé ainsi que le contenu en mer étrange du nucléon. Ce chapitre est essentiellement consacré à ce sujet et nous y revenons donc dans les paragraphes suivants.

C.2 L'expérience

Le but de NOMAD était d'observer l'apparition de ν_τ dans un faisceau de ν_μ , ce qui aurait prouvé une oscillation entre ces deux saveurs. Au moment où la collaboration éditait sa proposition d'expérience deux mesures expérimentales laissaient présager un résultat positif : la mesure des anisotropies du fond diffus cosmologique par COBE et le flux de neutrinos solaires mesuré par GALLEX (partie B de ce manuscrit).

COBE, pour « Cosmic Background Explorer », était un satellite de la NASA, lancé en 1989 sur une orbite à 900 km de la Terre, équipé de trois détecteurs complémentaires. Parmi ceux-ci, le DMR (Differential Microwave Radiometers) a pu réaliser la mesure sur la sphère céleste des fluctuations de température du rayonnement cosmologique à 3K (en fait $2,735 \pm 0,06$ K). Ce rayonnement de corps noir est la relique de l'époque où matière et rayonnement se sont découplés dans le modèle du Big-Bang. Ses fluctuations peuvent être reliées à la formation des grandes structures de l'Univers. Le spectre de puissance mesuré par COBE ne répond pas aux prédictions d'un Univers dont la matière noire serait uniquement « froide » (matière noire baryonique et WIMPs). Les mesures se réconcilient avec les théories en ajoutant une contribution de matière noire chaude qui serait constituée de neutrinos. En supposant une hiérarchie de masse des neutrinos comparables à celles observée dans le secteur des quarks, le ν_τ , neutrino de loin le plus massif, devrait avoir une masse de l'ordre de 10 eV.

Un modèle très général de théorie de grande unification, invoquant le mécanisme « see-saw », permet de calculer les masses des ν_e , ν_μ et ν_τ comme le rapport des masses carrées des quarks u, c et t, sur la masse de l'échelle d'unification (10^{15} à 10^{19} GeV) :

$$(6) \quad m_{\nu_e} \sim m_u^2/M, m_{\nu_\mu} \sim m_c^2/M, m_{\nu_\tau} \sim m_t^2/M,$$

avec $m_u \sim 1$ MeV, $m_c \sim 1$ GeV et $m_t \sim 100$ GeV. Le spectre de masse des neutrinos est alors très fortement hiérarchisé, $m(\nu_e) \ll m(\nu_\mu) \ll m(\nu_\tau)$. Ce modèle prédit également que l'angle de mélange équivalent⁸ entre le ν_e et le ν_μ est bien plus grand que l'angle de mélange entre le ν_e et le ν_τ . Dans ces conditions, GALLEX a essentiellement observé une oscillation des ν_e du Soleil en ν_μ , avec une solution correspondant à $\Delta m^2 \sim \Delta m_{\text{eq}}^2 \sim 10^{-5}$ eV² et $\sin^2 2\theta \sim 10^{-2}$ (solution SMA, qui semble remise en cause aujourd'hui, Cf. partie F). La mesure de Δm_{eq}^2 permet de calculer la masse de grande unification M et donc les masses respectives pour le ν_μ et le ν_τ : $m(\nu_\mu) \sim 3 \cdot 10^{-3}$ eV et $m(\nu_\tau) \sim 10$ eV.

La masse du ν_τ ainsi obtenue est en accord avec l'interprétation des données de COBE. Cette gamme de masse conduit à des Δm^2 de l'ordre de la masse du ν_τ au carré pour des oscillations de ν_μ en ν_τ . Ce domaine de Δm^2 est observable par NOMAD si $\sin^2 2\theta$ n'est pas trop petit [32]. Si NOMAD avait observé des ν_τ , la preuve aurait été faite que ceux-ci oscillent et que par conséquent ils sont massifs. De plus, le ν_τ aurait été pour la première fois identifié de façon directe. Le ν_τ a depuis été détecté par l'expérience DONUT [33].

Aucun ν_τ n'ayant été observé, NOMAD a permis de repousser les limites de la recherche sur les oscillations comme l'ont fait de nombreuses expériences ces dernières années. Étant données les caractéristiques du détecteur, NOMAD a également pu améliorer les études faites par les expériences précédentes sur les interactions du ν_μ avec la matière (références [46] à [53]).

Pendant toute la durée d'opération de NOMAD, l'expérience CHORUS, installée dans le même hall expérimental et utilisant donc le même faisceau de neutrinos, a également recherché l'oscillation des ν_μ en ν_τ . CHORUS était une expérience « hybride » disposant d'une cible passive constituée de 770 kg d'émulsions photographiques. Les particules créées lors de l'interaction des neutrinos étaient détectées en aval par plusieurs sous-détecteurs. Les traces reconstruites permettaient de remonter au point d'interaction dans les émulsions afin d'y rechercher les désintégrations de τ produits par l'interaction éventuelle de ν_τ .

C.2.1 Faisceau de ν_μ , apparition de ν_τ

Le faisceau de neutrinos est produit à partir de protons de 450 GeV extraits du synchrotron du CERN (SPS). Les protons interagissent dans une cible de béryllium et produisent des hadrons π ou K qui se désintègrent essentiellement en μ et ν_μ . A la position de NOMAD, 940 m plus loin, le faisceau est constitué de ν_μ à 93,9% (27 GeV d'énergie moyenne), de ν_μ (5,3%), d'une petite

⁸ Il est incorrect de parler d'angle de mélange et de Δm^2 pour des états de saveurs, car ces paramètres concernent en effet les états de masse (Cf. partie G). Néanmoins pour la clarté de l'exposé nous faisons ici cette approximation.

contribution de ν_e (0,7%) et de $\bar{\nu}_e$ (0,2%). La proportion calculée de ν_τ est négligeable, de l'ordre de 10^{-7} . L'observation éventuelle d'interactions de ν_τ dans le détecteur signe donc forcément une oscillation.

C.2.2 Détection des ν_τ

Lors de l'interaction d'un ν_e ou d'un ν_μ par échange de W (courant chargé), un lepton chargé de même saveur que le neutrino incident est produit. L'électron est stable et la probabilité pour que le muon se désintègre dans le détecteur est très faible, sa durée de vie étant de $2,2 \mu\text{s}$ ($c\tau \approx 659 \text{ m}$). Dans le cas du ν_τ , le τ produit se désintègre immédiatement. Sa durée de vie est de l'ordre de 10^{-13} s ($c\tau \approx 87 \cdot 10^{-6} \text{ m}$). Étant donnée son énergie, il parcourt environ 1 mm avant de se désintégrer et ne peut être vu directement dans NOMAD⁹. Il faut donc l'identifier à partir des produits de ses désintégrations. Le τ se désintègre essentiellement dans les modes indiqués dans la Table C-1.

Mode	$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	$\pi^+ \nu_\tau$	$\rho^- \nu_\tau$	$3\pi \nu_\tau$
Probabilité (%)	17,4	17,8	11,1	22,3	13,8
Nombre d'événements de bruit de fond	2,2	4,6	0	0	0
Efficacité	0,039	0,135	0,014	0,023	0,087
Limite sur P ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$)	$8,4 \cdot 10^{-4}$	$3,1 \cdot 10^{-4}$	$2,25 \cdot 10^{-3}$	$6,6 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$

Table C-1 : Principaux modes de désintégrations du lepton τ produit lors de l'interaction d'un ν_τ . Le bruit de fond attendu pour chacun des canaux, l'efficacité au signal et la limite accessible sur la probabilité d'oscillation des ν_μ en ν_τ (90% de niveau de confiance) sont tirés de la proposition d'expérience, qui correspondait à deux ans de prises de données [31].

Les deux premiers modes de désintégration, où sont émis un e^- ou un μ^- , ressemblent beaucoup à l'interaction d'un ν_e ou d'un ν_μ . La différence cruciale provient de ce qu'il existe une importante énergie manquante dans l'état final puisqu'il y a deux neutrinos qui ne peuvent être détectés. Après une étude poussée de la cinématique de chacun des événements, cet argument permet de déterminer la probabilité pour que l'interaction soit le fait d'un ν_τ .

C.2.3 Caractéristiques du détecteur

Détecter la présence de ν_τ dans le faisceau incident revient donc tout d'abord à identifier avec une excellente précision les électrons et les muons. Il faut également pouvoir mesurer la quantité de mouvement de toutes les particules produites afin de déterminer la quantité de mouvement manquante dans l'événement. Le détecteur doit avoir les caractéristiques suivantes :

- il doit être très massif afin que le taux d'interaction de neutrinos ne soit pas négligeable ;
- il doit pouvoir mesurer avec une excellente précision la quantité de mouvement des particules produites ;
- il doit pouvoir permettre d'identifier les particules émises et en particulier les électrons et les muons ;
- il doit être le plus hermétique possible pour que la quantité de mouvement manquante ne soit pas due à des particules qui auraient échappé accidentellement à la détection.

⁹ Dans CHORUS, cette désintégration est observable dans les émulsions photographiques.

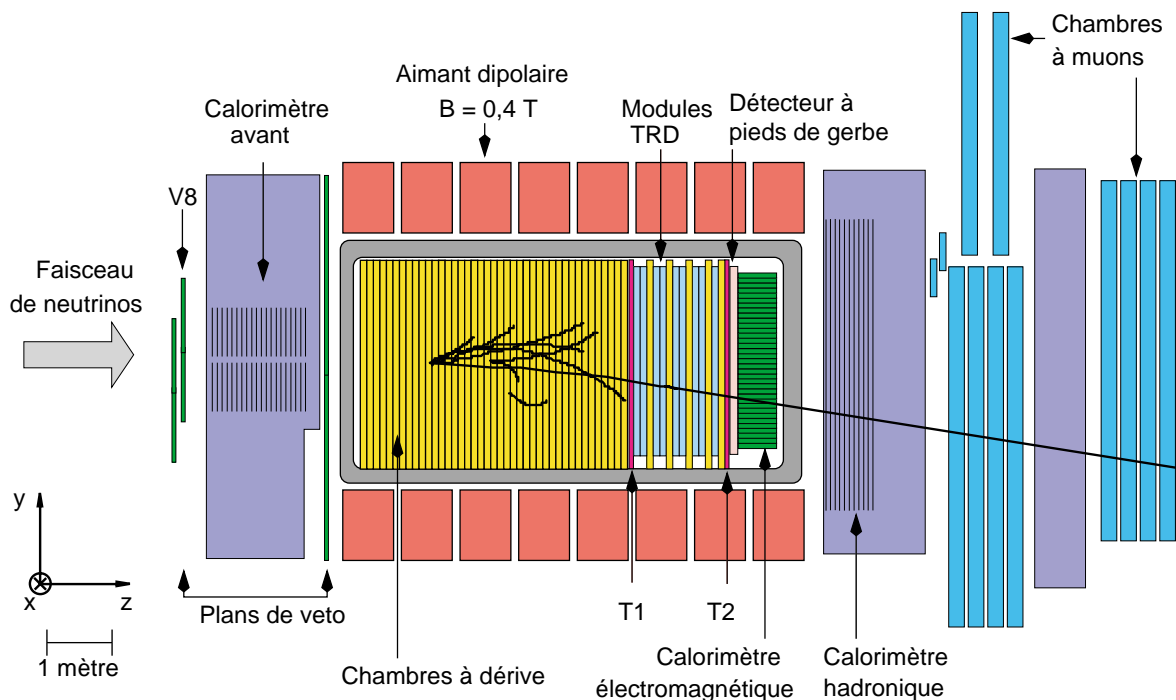


Figure C-1 : Vue schématique en coupe du détecteur NOMAD. L'aimant crée un champ magnétique perpendiculaire au plan de cette figure qui courbe les trajectoires des particules. Une interaction de ν_μ avec identification du μ dans les chambres à muons illustre le principe de détection.

Un aimant créant un champ magnétique de 0,4 Tesla, horizontal et perpendiculaire à l'axe du faisceau, est utilisé pour reconstruire la cinématique des interactions, le rayon de courbure des particules permettant de remonter à leur quantité de mouvement.

L'intérieur de l'aimant contient (Figure C-1) une cible active de trois tonnes, un détecteur à rayonnement de transition, un détecteur de pieds de gerbe, et un calorimètre électromagnétique. L'extension spatiale du faisceau de neutrino perpendiculairement à son axe est de l'ordre du mètre, ce qui est bien inférieur aux dimensions du détecteur.

La cible active est constituée de 44 chambres [29] réparties en 11 modules consécutifs, et de 5 chambres intercalées avec les modules du détecteur à rayonnement de transition. Cette cible doit être suffisamment massive pour obtenir un nombre non négligeable d'interactions. Mais, paradoxalement, elle doit être aussi peu dense que possible pour minimiser les diffusions multiples qui détériorent la précision sur la mesure de la quantité de mouvement. Chaque chambre comporte 3 plans de fils sensibles destinés à reconstruire les traces des particules chargées. Les parois de ces chambres constituent le volume d'interaction. Le paragraphe C.2.4 revient avec plus de détails sur cette partie du détecteur.

Le détecteur à rayonnement de transition (TRD dans la suite) est constitué de 9 modules disposés dans la dernière partie de la cible. Chaque module comporte un radiateur et un plan de détection. Ce détecteur permet de distinguer les électrons des pions avec un facteur de rejet supérieur à 1000. La particularité des électrons est en effet de produire au passage du radiateur un rayonnement de transition (photons de quelques keV à quelques dizaines de keV) provoqué par la succession de matériaux de constantes diélectriques différentes (315 feuilles de polypropylène dans du CO_2). Ce rayonnement est absorbé dans les plans de détection et produit donc une énergie supplémentaire caractéristique.

Le détecteur de pieds de gerbe est constitué de deux plans de tubes, précédés d'une plaque de plomb et d'antimoine au sein de laquelle sont initiées les gerbes électromagnétiques des électrons et des photons. Les gerbes, ainsi localisées, s'étendent généralement dans le calorimètre électromagnétique. La mesure de l'énergie déposée permet, comme dans le cas du détecteur à rayonnement de transition, de discerner les électrons des pions. Cette performance est améliorée lorsque l'on utilise le dépôt d'énergie associé dans le calorimètre électromagnétique.

Le calorimètre électromagnétique permet de mesurer l'énergie des électrons et des photons. Il est composé de blocs de verre au plomb où les particules produisent de la lumière par effet Tchérenkov. Cette lumière est détectée par des photomultiplicateurs adaptés à l'environnement magnétique.

Un calorimètre hadronique et des chambres à muons sont installées à l'extérieur de l'aimant.

Le calorimètre hadronique détecte et mesure l'énergie des hadrons, en particulier les neutres (neutrons, K^0) qui n'ont pas pu être détectés dans la partie amont du détecteur. Il est utilisé lors de l'étude des modes de désintégration hadronique du τ (Table C-1). Il est constitué de plans de scintillateurs enchâssés dans la masse de fer qui sert à fermer le champ de la bobine magnétique en aval. Les hadrons interagissent dans le fer et produisent des gerbes de particules détectées par les scintillateurs.

Le détecteur à muons est composé de 5 modules contenant chacun deux chambres à fils sensibles. Ce système permet de déterminer le passage d'un muon avec une précision intrinsèque de 250 μm . Les muons ayant la particularité de n'interagir que très peu avec la matière, le bloc de fer fermant la bobine de l'aimant (c'est-à-dire le calorimètre hadronique) sert de filtre à muons.

En plus de ces sous-détecteurs, NOMAD est équipé de trois plans de scintillateurs utilisés comme déclencheurs : le plan V (pour Veto) en amont, le plan T1 au début de la zone du détecteur à rayonnement de transition, et le plan T2 juste avant le détecteur de pieds de gerbe. L'interaction d'un neutrino ne produit pas de signal dans V et un signal dans T1 et T2 en coïncidence temporelle.

C.2.4 Les chambres à dérive

Ce paragraphe présente de façon succincte la structure et le fonctionnement des chambres à dérive. Une description complète peut être trouvée dans [29] et [30].

Structure des chambres

Une chambre à dérive est la superposition de 4 panneaux, de $3 \times 3 \text{m}^2$ de surface et 16 mm d'épaisseur, qui forment trois espaces de 8 mm d'épaisseur rempli d'un mélange de gaz argon-éthane (Figure C-2, à gauche). Chaque panneau est constitué de deux « peaux » en kevlar-époxy (aramide imprégné d'époxy) recouvrant une structure en nid d'abeilles en aramide et résine phénolique. Les 4 panneaux sont maintenus espacés par un cadre en mélamine et 9 entretoises en polystyrène.

Des fils, respectivement orientés à -5° , 0° et $+5^\circ$ par rapport à l'horizontale, sont tendus au milieu de chacun des 3 espaces. Les plans de fils inclinés et le plan horizontal comportent respectivement 41 ou 44 fils d'anode, au centre d'autant de cellules de dérives délimitées par des fils de cathode. Les fils d'anodes sont en tungstène recouvert d'or et ont un diamètre de 20 μm . Les fils de cathode, de 100 μm de diamètre, sont composés de cuivre et de béryllium (Figure C-2, à droite). Tous ces fils, parallèles entre eux, sont séparés de 3,2 cm, avec en alternance une cathode et une anode. Ils sont soudés et collés à chaque extrémité sur deux supports, proche du cadre, où sont installées des cartes électroniques.

Sur les faces intérieures des panneaux sont collées 5 lés de 57,6 cm de largeur et de 3,5 m de longueur. Ces lés sont en mylar et comportent des bandelettes d'aluminium de 2,8 mm de largeur, séparée de 1,2 mm. Les bandelettes d'aluminium servent à créer le champ électrique qui fait dériver les électrons du point d'ionisation vers le fil d'anode.

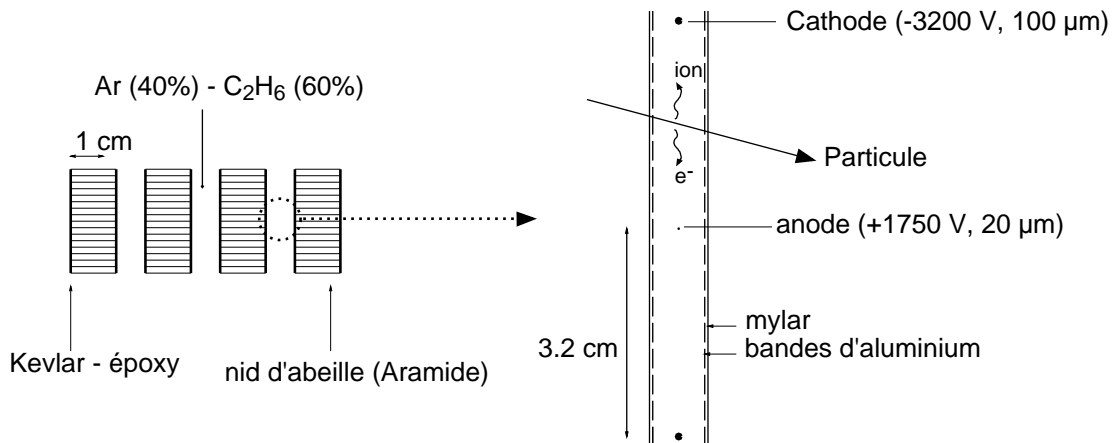


Figure C-2 : Schéma descriptif des chambres utilisées dans NOMAD. À gauche, vue en coupe des 4 panneaux délimitant les trois volumes de détection, remplis d'un mélange Ar(40%)-C₂H₆(60%). À droite, détail d'une cellule de dérive, délimitée par deux fils de cathode de 100 µm. Le signal est lu par un fil d'anode de 20 µm de diamètre. Les paires résultant de l'ionisation du gaz par une particule chargée se déplacent grâce au champ électrique créé par les bandelettes d'aluminium (Cf. texte).

Fonctionnement

Les particules chargées ionisent le gaz et créent des paires ions-électrons qui se déplacent sous l'effet du champ créé par les cathodes, portées à des tensions variant de 0 au niveau du fil d'anode à -3200 V au niveau du fil de cathode, par pas de 400V. Le fil de cathode est porté à -3200V est ferme donc la cellule de dérive. À proximité du fil d'anode (+1750V), une avalanche se crée. La charge recueillie se propage le long du fil jusqu'aux cartes d'électronique, puis vers le système d'acquisition des données. Le gaz utilisé est composé de 40% d'argon et de 60% d'éthane. L'argon, gaz rare, est choisi car il favorise l'ionisation par rapport à l'excitation. Le C₂H₆, gaz composé de molécules polyatomiques (un « quencher ») absorbe les photons ultraviolets résultant de l'excitation des atomes. Il limite le nombre d'ionisations secondaires qui pourraient être produites en dehors de la zone d'avalanche. Les proportions de gaz sont choisies pour que la vitesse de dérive, environ 50 µm/ns, dépende peu du champ électrique de dérive, c'est à dire de la tension appliquée aux bandelettes.

Détection des particules chargées

La position de passage de la particule incidente dans une cellule de dérive est donnée par la durée de la dérive des électrons (le temps absolu étant obtenu à partir de la position de la cellule touchée, le temps de déclenchement du détecteur et les divers retards tenant compte de la configuration et du câblage du détecteur). Ce temps ne permet pas de déterminer dans quelle partie de la cellule (haut ou bas) est passée la particule. Cette information est déterminée à partir des informations recueillies dans les deux autres plans. Une chambre, c'est-à-dire trois plans de mesure, permet de déterminer les coordonnées {x, y, z} de passage de la particule dans chacun des plans à partir des trois temps enregistrés. La position suivant l'axe z, parallèle au faisceau, correspond à la coordonnée z du plan.

Les traces sont reconstruites en ajustant les points obtenus pour chacun des plans touchés à l'aide d'un filtre de Kalmann. Le modèle de trace est une hélice, qui tient compte de la courbure des trajectoires dans le champ magnétique, dans lequel les diffusions multiples sont prises en compte.

La Figure C-3 montre la distribution en x-y, c'est-à-dire perpendiculairement à l'axe du faisceau, des vertex de l'interaction des neutrinos dans les chambres. Les accumulations correspondent aux neuf entretoises qui soutiennent les panneaux.

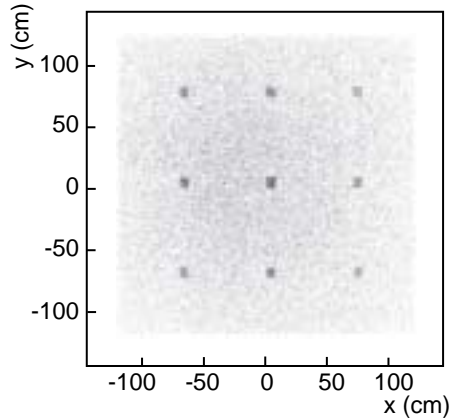


Figure C-3 : Distribution de la position des vertex primaires, dans des données réelles, sur l'épaisseur des chambres à dérive. Ici les données pour chaque chambre ont été superposées, et permettent d'obtenir une « neutrino-graphie » d'une chambre selon son épaisseur.

Performances

La Figure C-4 montre la résolution obtenue en y pour des particules traversant l'ensemble des chambres à dérive, en fonction de la position de passage dans la cellule, et pour différents angles d'incidence. La résolution se dégrade quand la distance augmente à cause des diffusions des paires ions-électrons dans le gaz. La résolution se dégrade également lorsque l'angle d'incidence augmente à cause de la non-uniformité du champ électrique à proximité immédiate des bandelettes.

La résolution des chambres à dérive est de $150 \mu\text{m}$ en y pour des traces perpendiculaires au plan de mesure.

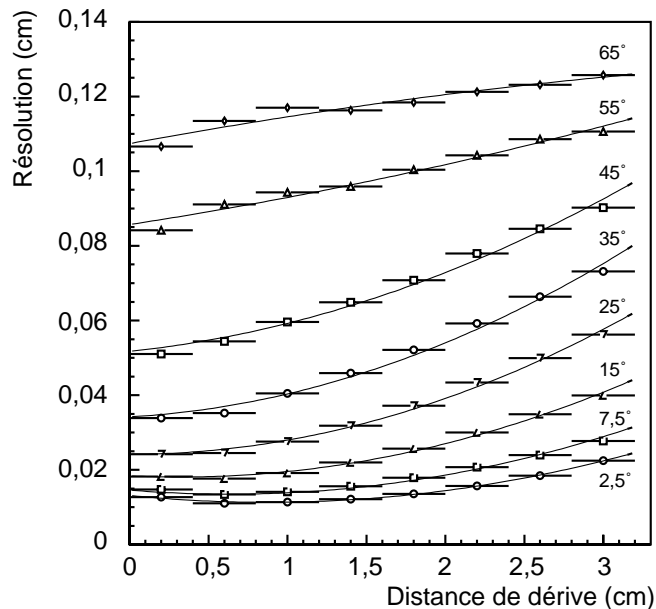


Figure C-4 : Résidus de traces en fonction de la distance de dérive et de l'angle d'incidence.

Deux phénomènes physiques contribuent à l'erreur sur l'impulsion p (en GeV) en chaque point de la trace : la diffusion multiple et l'erreur sur la mesure.

En traversant la matière, la diffusion multiple entraîne une erreur sur le rayon de courbure de la trace. Cette erreur diminue lorsque la longueur L de la trace augmente :

$$(7) \quad \left(\frac{\sigma_p}{p(\text{GeV})} \right)_{\text{diff.}} \approx \frac{0,05}{\sqrt{L(\text{m})}}$$

La deuxième contribution est due à l'erreur de mesure faite en chaque point de la trajectoire. Elle diminue lorsque le nombre de points de mesure et la longueur de la trace augmentent :

$$(8) \quad \left(\frac{\sigma_p}{p(\text{GeV})} \right)_{\text{mesf.}} \approx \frac{0,008 \times p}{\sqrt{L^5(\text{m})}}$$

Pour une trace d'un mètre, l'incertitude sur la quantité de mouvement est d'environ 5 %. À 10 GeV, la diffusion multiple est dominante pour des longueurs de traces supérieures à 1,3 m. Au-delà de 3 m environ, l'incertitude peut baisser à 3 ou 4 %.

C.3 Étude de la désintégration du charme en électrons

L'étude de la production du charme a commencé au début des années 1970, avec la découverte de ce quark en 1974, simultanément à Brookhaven et à Stanford. Deux types de détecteurs étaient alors utilisés : les calorimètres (expériences CDHS, CHARM et CCFR par exemple) et les chambres à bulles (comme dans les expériences Gargamelle au CERN, E53 et E531 à Fermilab). Le principe de détection dans NOMAD est comparable à celui des chambres à bulles, car les particules chargées de la gerbe hadronique peuvent y être observées. Dans les détecteurs calorimétriques, la gerbe hadronique est mesurée dans sa globalité et des chambres permettent d'observer le muon de la désintégration du charme, en aval du détecteur central. Le sujet d'étude est alors essentiellement la production de paires de muons (dimuons), l'un provenant de l'interaction du neutrino, l'autre de la désintégration du charme. Les résultats sur la masse du charme proviennent essentiellement de ce type d'expériences. NOMAD a apporté des résultats compétitifs en utilisant ce canal (Cf. C.3.8).

Dans ce paragraphe, nous verrons comment l'étude des désintégrations du charme en électron dans NOMAD permet de faire une mesure indépendante des caractéristiques du quark charme. La méthode utilisée s'appuie sur la cinématique des événements et est comparable à celle utilisée pour isoler les interactions de ν_τ dans la cible.

C.3.1 Interaction des neutrinos et production du quark charme

Dans NOMAD les neutrinos sont essentiellement observés lors de leur diffusion profondément inélastique sur les nucléons de la cible. Dans ce genre d'interaction, la quantité de mouvement transférée au noyau est importante, ce qui permet de le sonder jusqu'au niveau des quarks.

Un nucléon est composé de quarks de valence (2 quarks u et un quark d dans un proton, 1 quark u et deux quarks d dans un neutron), et de quarks de la mer, où toutes les saveurs sont présentes, avec une proportion d'autant moins importante que leur masse est grande.

Les interactions profondément inélastiques peuvent être caractérisées par les variables x et y de Bjorken. La variable x représente la fraction de quantité de mouvement du neutrino incident emporté par le quark touché. La variable y est la fraction d'énergie incidente perdue lors de l'interaction, $y = 1 - E_\mu/E_\nu$. La section efficace différentielle d'interaction d'un neutrino ν sur un nucléon N peut s'écrire :

$$(9) \quad \frac{d\sigma^{\nu N}}{dx dy} = \frac{G_F^2 M E_\nu}{\pi} x \cdot \left\{ u(x) + d(x) + 2s(x) + [\bar{u}(x) + \bar{d}(x) + 2\bar{c}(x)](1-y)^2 \right\}$$

G_F est la constante de couplage de l'interaction faible, M la masse du proton, E_ν l'énergie du neutrino incident. Les différentes fonctions représentent les distributions de probabilité des quarks et antiquarks à la valeur de x donnée. La Figure C-5 présente quelques-uns des diagrammes de Feyn-

man conduisant à la production d'un quark charme.

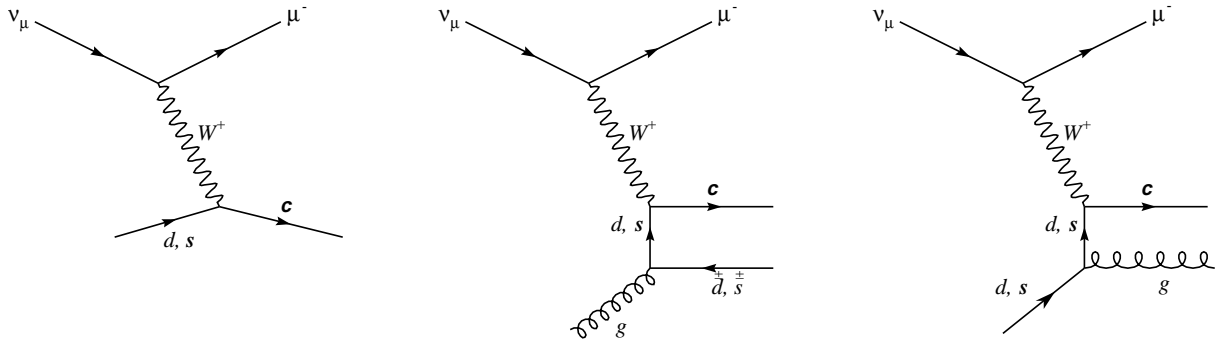


Figure C-5 : Principaux diagrammes de Feynman représentant la production par interaction en courant chargé de neutrino ν_μ (ν_μ -CC). Le premier diagramme est celui de l'ordre dominant, le second montre la fusion boson-gluon intervenant à l'ordre sub-dominant, et le dernier est un exemple avec radiation de gluon.

Lors de l'interaction d'un ν_μ sur un nucléon, le quark charme est produit par l'interaction du boson W^+ sur un quark d de valence ou de la mer, ou un quark s de la mer¹⁰. Une fois le quark c produit, l'hadronisation (le quark nu « s'habille » d'autres quarks présents dans le nucléon pour former des hadrons) conduit à des particules charmées qui se désintègrent en particules étranges (Cf. plus bas).

La probabilité pour un neutrino d'interagir sur un quark d est du même ordre de grandeur que sa probabilité d'interagir sur un quark s. En effet, la proportion de quark s dans le nucléon est dix fois plus faible que la proportion de quark d ($\int x \cdot d(x) \approx 0,2$ et $\int x \cdot s(x) \approx 0,02$), mais cet effet est compensé par le fait que la transition $s \rightarrow c$ est bien plus grande que la transition $d \rightarrow c$, les éléments de la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa étant respectivement $|V_{cs}|^2 \sim 0,95$ et $|V_{cd}|^2 \sim 0,05$. Les interactions de ν_μ dans la matière permettent donc d'étudier les caractéristiques des quarks s de la mer.

Les modèles théoriques prédisent le taux de production de particules charmées en fonction de la masse du quark c et de la fraction de quark s dans la mer de quark du proton. Cette fraction, dont il sera question au paragraphe C.3.7, est définie comme suit :

$$(10) \quad \kappa = \frac{\int_0^1 (x \cdot s(x) + x \cdot \bar{s}(x)) \cdot dx}{\int_0^1 (x \cdot \bar{u}(x) + x \cdot \bar{d}(x)) \cdot dx}$$

Dans cette formule les distributions des quarks et antiquarks u et d de la mer sont identique. κ vaut donc 0,5 dans le cas d'une symétrie SU(3) de saveur où tous les quarks jouent le même rôle, et en particulier ont la même masse. Les déviations de κ à cette valeur permettent de contraindre les modèles théoriques (Cf. quelques résultats expérimentaux au paragraphe C.3.8).

C.3.2 Principe de l'étude

Dans 0,5% des interactions d'un ν_μ par courant chargé (ν_μ -CC), une particule charmée est produite dans la gerbe hadronique. Cette particule charmée est susceptible de se désintégrer en positron (dans les proportions approximatives de 17%, 7%, 8% et 5% pour respectivement le D^+ , le D^0 , le D_s^+ et le Λ_c^+). La désintégration du charme peut donc également être étudiée dans le canal « électron ». L'objet de ce paragraphe est de décrire la méthode imaginée pour détecter ces désintégrations. L'intérêt de cette étude provient de ce qu'il s'agit d'un exercice très proche de celui qui

¹⁰ L'interaction sur un quark b est possible mais est très fortement supprimée à cause de la masse très élevée de ce quark.

consiste à observer les désintégrations du τ en électron résultant de l'interaction de ν_τ . La différence essentielle entre ces deux études est qu'ici le positron doit être recherché dans la gerbe hadronique, ce qui le rend plus difficile à isoler.

Le bruit de fond pour la recherche de désintégration du charme en positron est essentiellement constitué de paires e^+e^- (conversions $\gamma \rightarrow e^+e^-$, paires de Dalitz de $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$ ou de $\eta \rightarrow \gamma e^+e^-$) pour lesquelles l'électron n'a pas été identifié et/ou reconstruit. Ceci survient généralement lorsque l'électron avait une énergie insuffisante pour atteindre la zone du TRD, du détecteur de pieds de gerbe et/ou du calorimètre électromagnétique.

Comme la possibilité de manquer un électron est a priori identique à celle de manquer un positron, il y a autant d'électrons que de positrons célibataires provenant de ce bruit de fond.

Pour obtenir le nombre d'événements dans lesquels la gerbe hadronique comporte un positron issu de la désintégration du charme, il suffit donc de compter le nombre d'événements ayant un positron célibataire (signal plus bruit de fond) et de lui retrancher le nombre d'événements ayant un électron célibataire (bruit de fond seulement).

L'analyse est divisée en quatre parties :

- i. Sélection d'un lot d'événements ayant un muon vertex au primaire (ν_μ -CC) et susceptibles de contenir un seul positron ou un seul électron dans la gerbe hadronique (C.3.3);
- ii. Certains des électrons ou positrons sélectionnés sont en fait des hadrons (pions, protons). L'échantillon est purifié en utilisant les sous-détecteurs en aval de la cible (TRD, détecteur à pieds de gerbes, calorimètre électromagnétique, Cf. C.3.4) ;
- iii. Le signal dans les données réelles est isolé du bruit de fond par une méthode de vraisemblance. Le rapport de vraisemblance est construit à partir des échantillons de signal e^+ (du charme) et de bruit de fond (e^- et e^+ célibataires des paires), obtenus en simulation Monte Carlo (C.3.5) ;
- iv. Une fois les candidats positrons du charme sélectionnés dans les données réelles, l'analyse de l'échantillon permet de déterminer le taux de production de charme dans les événements ν_μ -CC (C.3.6). La masse du quark charme et le contenu en mer étrange du proton sont obtenus en confrontant les distributions expérimentales aux prédictions théoriques pour diverses valeurs de ces paramètres (C.3.7).

Cette analyse a fait l'objet de la partie essentielle de la thèse de Xavier Méchain [30].

Les données suivantes sont utilisées :

- i. **Bruit de fond simulé** : échantillon Monte Carlo contenant $1,9 \cdot 10^6$ événements de type ν_μ -CC sélectionnés pour contenir au moins un positron dans la gerbe hadronique (et ne comportant pas de désintégrations du charme en positron).
- ii. **Signal simulé** : échantillon Monte Carlo [34] pour lequel il est réclamé qu'une particule charmée soit produite dans la gerbe et qu'un positron soit produit au vertex primaire. La masse du quark charme est fixée à zéro. Cet échantillon contient environ 30000 ν_μ -CC avec un positron sélectionné, et 87,3% des événements comportent une désintégration de charme en électron.
- iii. **Données réelles** : données où la cible était complète, c'est-à-dire 43,4% de 1995, la totalité de 1996 et 1997, soit au total $2,1 \cdot 10^6$ événements ν_μ -CC. En 1995 et 1996 la cible était constituée de 44 chambres. En 1997 le premier module avait été remplacé par une cible active pour d'autres études de physique et le détecteur ne comportait que 41 chambres.

C.3.3 Sélection des couples muon-positron

Cette sélection s'applique aux données réelles et à l'échantillon de bruit de fond simulé. Pour qu'un événement soit retenu dans l'analyse, il faut qu'il soit reconstruit avec un vertex primaire pas trop proche des bords de la cible. Ceci évite de sélectionner les interactions ayant eu lieu dans la bobine de l'aimant.

Une seule trace de type muon, c'est-à-dire identifiée comme telle dans les chambres à muons, doit être rattachée au vertex primaire.

À ce vertex primaire, un électron et pas de positron (bruit de fond) ou un positron et pas d'électron (signal plus bruit de fond) doivent être reconstruits. Ils doivent de plus être identifiés comme tel en utilisant les informations du détecteur à rayonnement de transition, du détecteur à pied de gerbe et du calorimètre électromagnétique.

Ces coupures retiennent respectivement $1,2 \cdot 10^6$ (environ 63%) et $7 \cdot 10^5$ (environ 33%) candidats ν_{μ} -CC pour la simulation Monte Carlo de bruit de fond et les données réelles. Dans la suite le Monte Carlo est normalisé aux données réelles au niveau de l'identification du muon.

C.3.4 Réduction du bruit de fond hadronique

L'étude de l'échantillon Monte Carlo de bruit de fond permet de remonter à la vraie nature des positrons et électrons sélectionnés. Ceux-ci sont fortement contaminés par d'autres types de particules. C'est particulièrement vrai pour les positrons qui sont en fait des protons à 80%. Parmi toutes les variables qui caractérisent ces candidats, trois sont particulièrement discriminantes : le nombre de traces simultanées et l'« acceptance » en électron du TRD, et le fait que la trace ait atteint le calorimètre électromagnétique. L'*acceptance* du TRD est définie comme la proportion d'électrons conservée pour une contamination en pions donnée, ici 10^{-3} . La *contamination* est le rapport du nombre de faux électrons ou positrons sur le nombre de vrais électrons ou positrons.

- Deux pions ou plus, ou n'importe quelles autres particules dans le TRD, peuvent simuler un électron (car les dépôts individuels d'énergie s'additionnent). En exigeant que le candidat électron ou positron soit seul lors de l'identification dans le TRD, la contamination en pion passe de 50% à 29% pour les électrons. Elle passe de 108% à 91% pour les positrons.
- Le calorimètre est un excellent outil pour rejeter les protons car les gerbes électromagnétiques et hadroniques y sont particulièrement bien différenciées. En exigeant que les candidats donnent un signal dans le calorimètre, la contamination en proton passe de 280% à 8% pour les positrons. Ce critère rejette également des pions dont la proportion passe de 50% à 33% pour les électrons, et de 108% à 51% pour les positrons. Il convient de remarquer que ce critère n'est pas équivalent à une simple coupure en quantité de mouvement : les candidats de basse énergie peuvent atteindre le calorimètre si le vertex en est assez proche.
- En appliquant une dernière coupure sur l'acceptance en électron du TRD, la proportion de vrais électrons et de vrais positrons atteint respectivement 96% et 92%.

A l'issue de ces coupures voici quelle est la vraie nature des 3844 positrons et 3983 électrons sélectionnés :

- 79% des e^+ et 83% des e^- proviennent d'un V^0 (une paire de particules issues d'une particule neutre, et qui n'est pas rattachée au vertex primaire) ;
- 19% des e^+ et 15% des e^- proviennent d'un processus au vertex primaire (paires de Dalitz et production au moment de l'hadronisation). Respectivement 57% et 73% d'entre eux sont de vrais positrons et électrons.
- Le reste de la statistique est constitué de vrais positrons ou électrons de bremsstrahlung, de rayons δ et de différents hadrons.

Ces coupures successives retiennent 9% des événements dans l'échantillon de signal Monte Carlo

et 99% des 2320 e^+ sélectionnés proviennent effectivement d'une désintégration de charme. Le reste est constitué de un e^+ et 11 π^+ attachés au vertex primaire, d'un K^+ provenant d'un D_s^+ , et de 17 e^+ provenant de conversion de γ .

C.3.5 Extraction du signal par la méthode de vraisemblance

À ce niveau de l'analyse, il est a priori possible de déterminer l'excédent de positrons dû au signal dans les événements réels. Mais le nombre de positrons du bruit de fond est encore bien trop élevé pour pouvoir obtenir un rapport signal sur bruit satisfaisant. C'est la raison pour laquelle il faut maintenant essayer de discriminer les positrons issus des paires de ceux provenant de la désintégration du charme.

Dans ce qui suit, la gerbe hadronique est définie comme l'ensemble des traces reconstruites rattachées au vertex primaire, en excluant le muon unique identifié à ce vertex.

En outre, le « compagnon » du candidat positron sélectionné est, par définition, la particule chargée de la gerbe qui fait avec elle l'angle le plus petit dans l'espace. Il est de surcroît exigé qu'elle remplisse les conditions suivantes :

- sa charge est opposée à celle du candidat positron ou électron ;
- elle n'appartient pas à un vertex de type V^0 identifié (deux particules de charges opposées dont les débuts de traces se croisent et qui ne sont pas reliées à une autre particule) ;
- elle est connectée au vertex primaire ou le premier coup détecté dans les chambres n'en est pas trop éloigné¹¹.

Ce compagnon est, dans une paire du bruit de fond e^+e^- , la particule de la paire qui n'a pas été identifiée. Pour le signal, ce compagnon est a priori une particule quelconque. Dans l'échantillon de bruit de fond, pour les événements qui ont un compagnon défini et, compte-tenu du fait que la plupart des candidats sont de vrais positrons ou électrons, la plupart des compagnons sont aussi des positrons et des électrons (63,3% pour les candidats positifs et 56,8% pour les négatifs). Par contre dans l'échantillon de signal, seules 4,5% des paires trouvées sont de vraies paires électron/positrons (elles sont constituées de 48% de $e^+\pi^-$ et de 45% de e^+K^-).

Les particules charmées ont des masses d'environ 2 GeV et se désintègrent en particules étranges, de masses de l'ordre de 500 MeV, en émettant un positron et un neutrino. La quantité de mouvement, l'angle et la quantité de mouvement transverse du positron par rapport à la direction de la gerbe peuvent permettre de le différencier des positrons de bruits de fond. Les distributions qui suivent sont obtenues des échantillons Monte Carlo de signal et de bruit de fond.

- La quantité de mouvement du candidat est généralement plus importante pour la désintégration du charme que dans le cas de paires de Dalitz (Figure C-6).
- L'angle θ entre le candidat positron et son compagnon est généralement plus grand dans le cas du signal. Les particules des paires de Dalitz font un petit angle entre elles alors que le positron du charme n'a pas de corrélation avec les autres particules de la gerbe. Mais les angles α_{xz} (Figure C-8) et α_{yz} (Figure C-7), respectivement dans les plans xOz et yOz , sont encore plus discriminants. L'ouverture angulaire des paires est facilitée dans le plan yOz , alors que ces paires sont quasiment colinéaires dans le plan xOz , puisque le champ magnétique est orienté suivant l'axe x .
- La quantité de mouvement transverse du positron, Q_t , par rapport à la gerbe hadronique, est également une variable discriminante (équation (11), Figure C-9). La quantité de mouvement de la gerbe hadronique, \vec{p}_h , est ici définie comme la somme vectorielle de toutes les quantités de mouvement des traces rattachées au vertex primaire, en excluant le muon et le candidat

¹¹ Sa distance radiale au vertex primaire est inférieure à 20 cm, sa distance longitudinale au vertex est comprise entre -5 et +20cm, la distance selon l'axe du champ magnétique est inférieure à 5 cm.

identifiés.

$$(11) \quad Q_t = |\vec{p}_{e^+}| \cdot \sin \omega = \frac{|\vec{p}_{e^+} \wedge \vec{p}_h|}{|\vec{p}_h|}$$

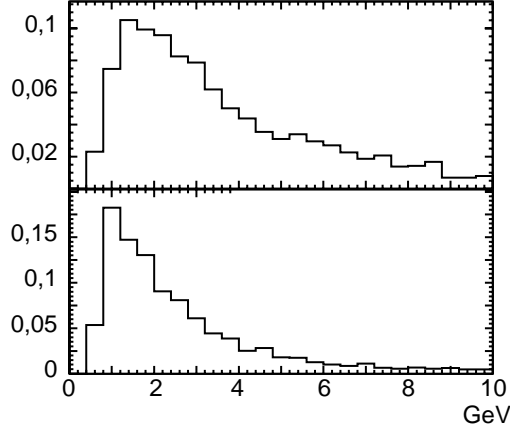


Figure C-6: Distributions en quantité de mouvement des positrons (vrais pour le signal en haut, et tous pour le bruit de fond, en bas), normalisées à l'unité.

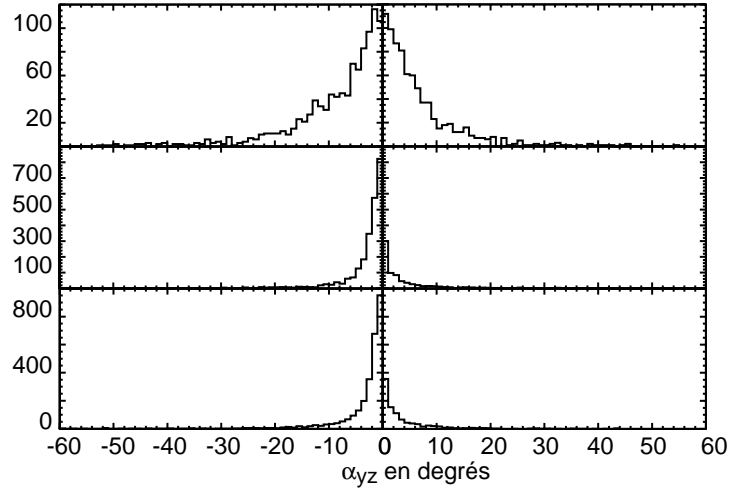


Figure C-7: Distributions des angles orientés α_{yz} pour les positrons du charme (en haut), pour les vrais positrons (au milieu) et les vrais électrons (en bas) du bruit de fond. Les angles sont définis positifs en allant de la trace négative vers la trace positive. Pour une vraie paire de Dalitz au vertex primaire, l'angle doit être positif à cause de la configuration du champ magnétique. Les angles négatifs sont issus de compagnon n'appartenant pas à une paire et rattaché à tort au vertex primaire.

Les distributions présentées ci-dessus, une fois normalisées à l'unité permettent de définir une fonction de vraisemblance,

$$(12) \quad L = \frac{s(\vec{x})}{b(\vec{x})} = \frac{s_1(x_1) \cdot s_2(x_2) \cdot \dots}{b_1(x_1) \cdot b_2(x_2) \cdot \dots}$$

Les distributions de densité de probabilité du signal $s_i(x_i)$ sont simplement obtenues à partir des échantillons Monte Carlo de signal (la petite contamination hadronique ayant été éliminée).

Les distributions de densité de probabilité du bruit de fond, $b_i(x_i)$, pourraient être la somme des distributions électrons et positrons puisqu'elles présentent un aspect identique, ce qui présente l'avantage de doubler la statistique disponible. Néanmoins, le nombre de cas où des variables sont indéterminées, c'est-à-dire quand aucun compagnon n'a pu être trouvé, est bien plus grand dans l'échantillon positif que dans l'échantillon négatif. Ceci peut être compris par le fait que l'événement sélectionné doit avoir une gerbe hadronique de charge globale +1, le muon étant négatif, et le neutrino incident de charge nulle. Si un électron est sélectionné dans la gerbe hadronique, le reste des traces a alors une charge globale +2, et il devient facile de l'associer à un compagnon positif. Si un positron est sélectionné, le reste de la gerbe est globalement neutre et il est alors beaucoup plus difficile de lui trouver un compagnon. En raison de cette asymétrie, seul l'échantillon positif est utilisé, en incluant les hadrons résiduels.

Dans certains cas, par exemple lorsque la seule particule rattachée au vertex primaire est le positron, le compagnon ne peut être trouvé et Q_t et/ou les angles ne sont pas définis. La distribution de probabilité globale doit donc être séparée en deux cas, suivant que ces variables sont définies ou pas.

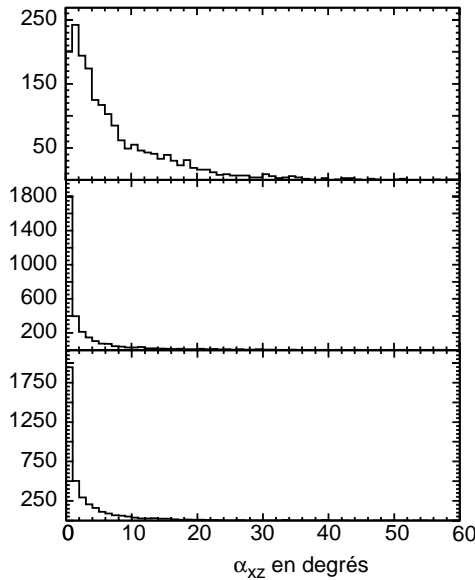


Figure C-8: Distributions des angles α_{xz} pour le signal (en haut) et pour les vrais positrons et électrons du bruit de fond (respectivement au milieu et en bas)

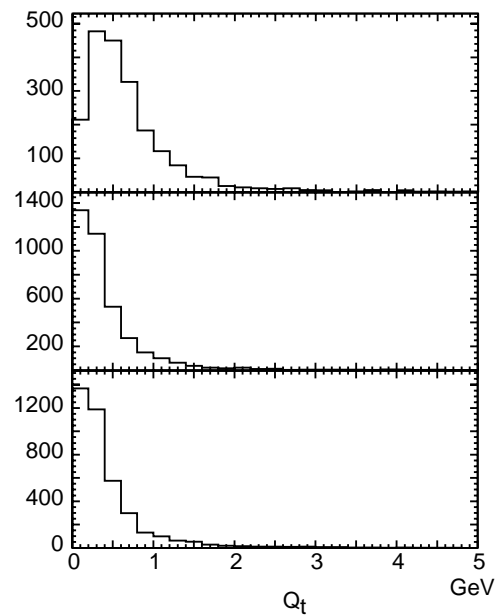


Figure C-9: Distribution de Q_t de haut en bas, pour les positrons du signal, les positrons et les électrons du bruit de fond

Au lieu de L il est pratique d'utiliser y qui est une variable bornée :

$$(13) \quad y = \frac{s(\vec{x})}{s(\vec{x}) + b(\vec{x})} \Rightarrow 0 < y < 1$$

Le signal est isolé de façon optimale lorsque la coupure sur y , déterminée à partir des variables (p , Q_t , α_{yz} , α_{xz}), minimise l'incertitude relative $\Delta N_c / N_c$ sur le nombre de charmes sélectionnés ($\Delta N_c = \sqrt{N_{e^+} + N_{e^-}}$ et $N_c = N_{e^+} - N_{e^-}$). L'échantillon signal Monte Carlo est normalisé à l'échantillon de bruit de fond. La Figure C-10 représente les distributions du rapport de vraisemblance obtenues du Monte Carlo pour le signal (hachuré) et le bruit de fond. La coupure qui minimise $\Delta N_c / N_c$ est $y > 0,72$, comme le montre la Figure C-11 qui représente l'évolution de ce rapport en fonction de la coupure sur y .

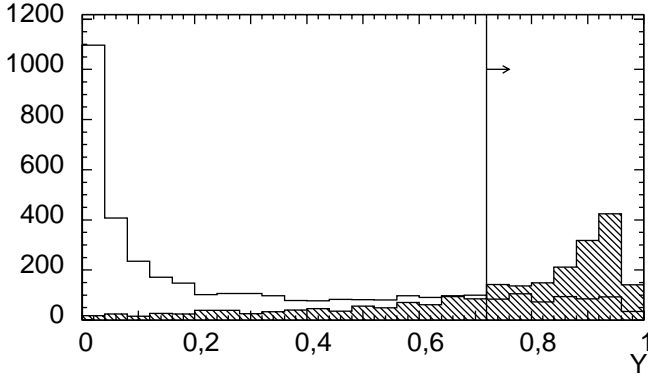


Figure C-10: Les distributions du rapport de vraisemblance pour le signal (hachuré) et le bruit de fond simulés.

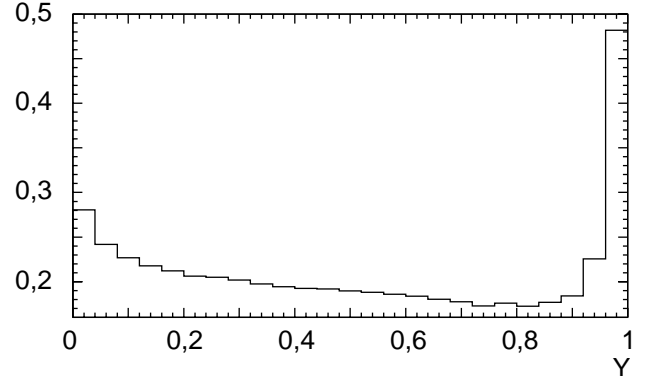


Figure C-11: L'évolution du rapport $\Delta N_c/N_c$ calculé à partir des échantillons simulés, en fonction de la coupure sur y .

Avec cette coupure, $N_c^{MC} = 565,7 \pm 42,3$ candidats sont obtenus du signal Monte Carlo. Le nombre correspondant de candidats dans le lot de bruit de fond est $N_+^{MC} = 579$ et $N_-^{MC} = 647$. Le rapport signal sur bruit est donc $N_c^{MC} / N_+^{MC} = 0,98$.

Les nombres de candidats positifs et négatifs dans le bruit de fond ne sont pas égaux, et correspondent à une asymétrie¹² A , $A = N_+^{MC} / N_-^{MC} = 0,89 \pm 0,05$.

Le nombre N_c de candidats charme dans les données réelles, qui sera calculé à partir du nombre total de candidats e^+ et e^- , doit tenir compte de cette asymétrie :

$$(14) \quad A = \frac{N_+^{MC}}{N_-^{MC}} \Rightarrow N_c = N_+ - A \cdot N_-$$

C.3.6 Taux de production du charme

Une fois la coupure sur y appliquée aux données réelles, il reste $N_+ = 801$ candidats positifs et $N_- = 492$ candidats négatifs, ce qui correspond à un nombre de candidats pour le charme :

$$N_c = 801 - 0,89 \times 492 = 364 \pm 43.$$

Le rapport signal sur bruit est 0,83. En utilisant l'efficacité au signal obtenue du lot Monte Carlo de charme, $\varepsilon = 5,9\%$, le nombre final de candidats charme se désintégrant en positron dans les données réelles est $N_c \approx 6200$. Ces nombres d'événements sont bien inférieurs à ce qui est habituellement obtenu en étudiant le canal de désintégration du charme en muon (Cf. C.3.8). Cette faible statistique aura des conséquences pour l'extraction des caractéristiques du quark charme (Cf. plus bas).

Le faisceau est constitué des saveurs ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_e et $\bar{\nu}_e$ dans les rapports $1 : 0,07 : 0,01 : 0,003$. Des interactions de tous ces types de neutrinos sont susceptibles de contaminer le lot sélectionné de ν_μ -CC. Différents lots Monte Carlo correspondant à l'interaction de toutes les saveurs en courant neutre ou en courant chargé, analysés suivant la même procédure que celle décrite jusqu'ici, conduisent à 5 candidats positifs supplémentaires et 17 candidats négatifs supplémentaires (à comparer à

¹² Un traitement complet de l'asymétrie doit tenir compte de son évolution en fonction de l'énergie visible ou de la variable x de Bjorken pour l'événement [30].

respectivement 579 et 647 pour le lot de ν_μ -CC de référence). Ces contributions ne permettent pas de corriger l'asymétrie de charge observée. Ce bruit de fond est négligé dans le reste de l'analyse.

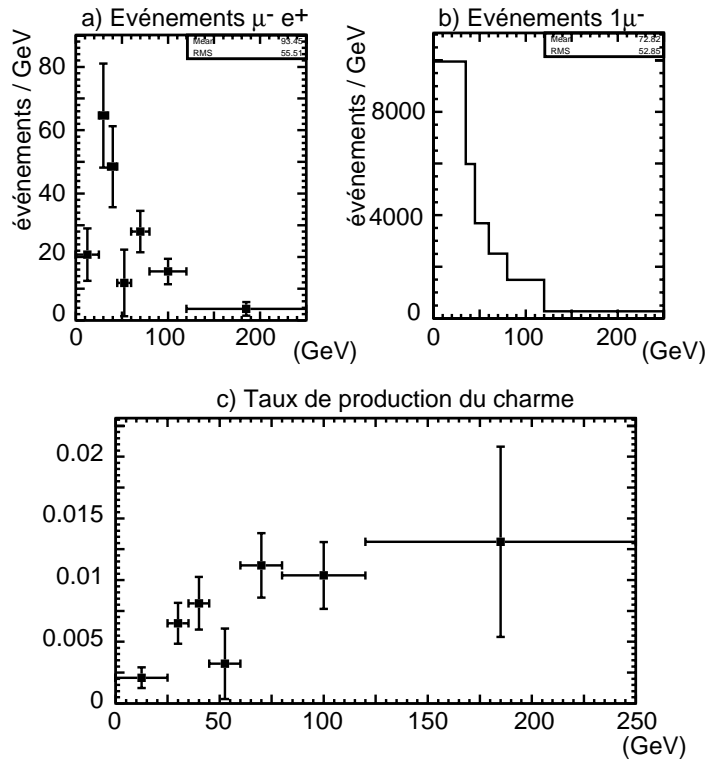


Figure C-12 :

- a) Spectre en énergie des événements « charme » (obtenus des candidats positifs auxquels on a retranché les candidats négatifs, en tenant compte de l'asymétrie de charge dans le bruit de fond).
 b) Spectre en énergie des événements « 1 muon » au vertex primaire, et
 c) rapport des deux distributions donnant le taux de production du charme.

La quantité « énergie visible » associée à un événement réel est définie ici comme la somme des quantités de mouvement des particules reconstruites au vertex primaire. Cette estimation est corrigée à partir de l'échantillon Monte Carlo pour tenir compte du fait que le programme de reconstruction est imparfait (traces de basse énergie non reconstruites, particules neutres qui ne sont pas vues, ou traces qui ne sont pas rattachées au vertex), et que les traces reconstruites ne sont pas forcément relativistes (les masses des particules ne sont plus négligeables et doivent être prises en compte). Avec cette méthode l'erreur commise sur l'estimation de l'énergie visible est de l'ordre de 15% [30].

Le taux de production du charme correspond au rapport du nombre de candidats charme sélectionnés (Figure C-12a, différences entre les candidats positifs et les candidats négatifs avec prise en compte de l'asymétrie de charge), sur le nombre de candidats ν_μ -CC sélectionnés (un muon reconstruit et identifié au vertex primaire, Figure C-12b). Il est représenté sur la figure Figure C-12c en fonction de l'énergie visible de chaque événement. Cette figure présente le comportement caractéristique de l'ouverture du seuil pour la production du quark charme.

Le choix de combinaisons de variables différentes pour le rapport de vraisemblance et l'évolution du taux de production en fonction de la coupure en y , permettent d'estimer les erreurs systématiques sur le taux de production à environ 10%. Il faudrait ajouter à cette erreur celles provenant des hypothèses utilisées dans le Monte Carlo comme les fonctions de fragmentation ou les fonctions de structures. Le taux de production de charme mesuré est $(0,57 \pm 0,08 \pm 0,06)\%$.

C.3.7 Caractéristiques des contenus en quarks charmés et étranges

Les événements sélectionnés lors des étapes précédentes de l'analyse peuvent maintenant être utilisés pour déterminer la masse du quark charme et la proportion de quarks étranges dans la mer. Ces deux paramètres devraient être déterminés simultanément. Mais le faible nombre d'événements disponibles oblige en fait à déterminer chacun de ces deux paramètres en fixant l'autre. Dans la suite, les résultats des mesures réalisées par la collaboration CCFR seront utilisés quand cela s'avèrera nécessaire, car cette expérience a déterminé ces deux paramètres à partir d'un nombre d'événements environ 10 fois plus important que dans la présente étude (Cf. C.3.8).

Dans l'échantillon Monte Carlo de signal obtenu avec LEPTO, la masse du quark charme est fixée à zéro, $m_c = 0$, et la proportion de quark étrange dans la mer du proton à $\kappa_{AOT} = 0,373$ (valeur mesurée par la collaboration CCFR). Or la masse du quark c est de l'ordre du GeV, celle du quark s de quelques centaines de MeV. Ceci a pour conséquence de modifier la cinématique des interactions, en particulier la façon dont évolue la section efficace de production du charme en fonction de l'énergie du neutrino incident. Les résultats de la collaboration CCFR montrent que de tels effets sont visibles jusqu'à environ 80 GeV. Dans NOMAD, le faisceau de neutrino est d'énergie plus basse (de l'ordre de 20 GeV) et ces effets sont plus difficilement observables (Cf. Figure C-12c).

Ces corrections peuvent être prises en compte par l'utilisation d'un générateur incluant les masses des quarks lourds, fondé sur les prédictions théoriques¹³ de Aivazis et al. [35] (dans ce qui suit, les variables se référant à ce modèle comporteront l'indication AOT). C'est cette méthode qui a été choisie : chacun des événements Monte Carlo est donc pondéré selon les prédictions AOT pour une masse de quark charme et une proportion de mer étrange donnés¹⁴. Les poids sont répartis dans une table 11 x 13 x 16 selon les variables de Bjorken x et y et l'énergie visible engendrée (l'énergie du neutrino). Pour chaque élément (i, j, k), le poids est :

$$(15) \quad \omega = \omega_{i,j,k} = \frac{\sigma_{i,j,k}^{AOT}(\kappa_{AOT}, m_c)}{\sigma_{i,j,k}^{LEPTO}(\kappa_{AOT} = 0,373, m_c = 0)}$$

La table a également été calculée pour une diffusion sur le quark d seul, ω^d . La production du charme résulte en effet de l'interaction du neutrino sur le quark d de valence ou de la mer (la contribution de la mer est négligeable) ou sur un quark s de la mer. Le nombre d'événements ayant interagit sur le nucléon se décompose donc comme suit :

$$(16) \quad \left. \frac{dN}{dx} \right|_{AOT}^{d+s} = \left. \frac{dN}{dx} \right|_{AOT}^d + \kappa_{AOT} \left. \frac{dN}{dx} \right|_{AOT}^s$$

et le poids à appliquer pour une diffusion sur le quark s seul peut être obtenu de $\omega = \omega^{d+s}$ et ω^d :

$$(17) \quad \omega^s = \frac{1}{\kappa_{AOT}} (\omega^{d+s} - \omega^d)$$

C.3.7.1 Détermination de la masse du quark charme

Dans cette étude, la proportion de mer étrange est fixée à celle obtenue par CCFR, $\kappa_{AOT} = 0,373$.

Un histogramme de l'énergie visible est produit à partir des événements sélectionnés dans les données réelles.

Pour une masse m_c du quark charme donnée, un histogramme similaire peut-être obtenu avec les événements Monte Carlo sélectionnés, pondérés un à un par le poids correspondant $\omega_{i,j,k}(m_c)$.

¹³ Les études théoriques précédentes faisaient la différence entre quarks légers et quarks lourds. Dans ce travail, la question est traitée de façon beaucoup plus générale et va en particulier au-delà du « slow rescaling ».

¹⁴ Les tables sont produites à l'ordre sub-dominant (Next-to-leading order). Les fonctions de structures sont définies pour $E_\nu < 250$ GeV et $Q^2 > 2,56$ GeV².

Lorsque les deux histogrammes présentent le même comportement, la masse m_c du Monte Carlo pondéré correspond à la masse m_c dans les données réelles.

L'accord entre les deux distributions est mesuré à partir de la somme des carrés des différences pour chaque colonne, une fonction de χ^2 tenant compte des incertitudes sur chacune des deux distributions. Pour chaque colonne de l'histogramme réel, le nombre de candidats charme est calculé à partir du nombre de candidats positifs et négatifs ainsi que de l'asymétrie. Pour l'histogramme Monte Carlo, l'incertitude statistique est obtenue du nombre d'événements dans l'échantillon ainsi que du nombre d'événements qui ont été utilisés pour calculer la pondération dans chaque élément de la grille.

La Figure C-13 montre l'évolution de ce χ^2 pour différentes valeurs de la masse, entre 0,5 et 1,9 GeV, par pas de 0,1 GeV. La valeur finale de la masse du quark charme ainsi obtenue est (incertitude statistique uniquement) :

$$m_c = 1,70 \pm 0,57 \text{ GeV}$$

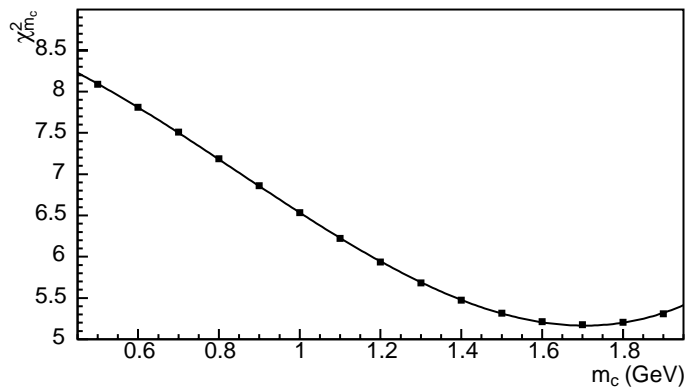


Figure C-13 : Évolution du moindre carré en fonction de la masse du charme introduite dans le Monte Carlo (Cf. texte).

C.3.7.2 Détermination du contenu en mer étrange

Dans cette étude, la masse du quark charme est fixée à la valeur publiée par la collaboration CCFR, soit 1,31 GeV.

La valeur de x pour chaque événement est calculée à partir de l'énergie visible (Cf. page 48) et de l'énergie et de l'angle reconstruits du muon¹⁵. Les distributions en x sont confrontées à une combinaison pondérée des distributions Monte Carlo pour des diffusions séparément sur le quark d ou le quark s . Comme précédemment, la contribution du quark charme est obtenue en déterminant l'accord optimal entre les deux distributions. La contribution de mer étrange ainsi déterminée est :

$$\kappa = 0,52 \pm 0,14$$

L'erreur tient compte de l'incertitude statistique et de l'incertitude systématique de 10% sur le taux de production dans les données réelles. Ce résultat est compatible avec celui de CCFR ($\kappa = 0,44 \pm 0,10$) à la valeur de la masse du quark charme mesurée par cette expérience.

¹⁵ $x = \frac{2E_{vis} E_{\mu} \sin^2(\frac{\theta}{2})}{M_p \cdot (E_{vis} - E_{\mu})}$, M_p est la masse du proton, E_{vis} l'énergie visible, E_{μ} l'énergie du muon.

C.3.8 Conclusions

L'essentiel des résultats sur le quark charme provient d'expériences étudiant le canal « dimuon », un des muons provenant de l'interaction par courant chargé de ν_μ et l'autre de la désintégration du charme. Ces expériences disposent généralement d'un nombre de candidats un ordre de grandeur plus élevé que dans la présente analyse. Cette faible statistique a pour conséquence de ne pas pouvoir déterminer simultanément la masse du quark charme et la proportion de mer étrange dans la mer : il a fallu pour chacun de ces deux paramètres fixer l'autre à une valeur déterminée par une autre expérience (CCFR a été choisie en raison de la précision atteinte). Sous ces conditions, les résultats obtenus ici sont en bon accord avec les précédents, comme le montre la Table C-1 qui fait la synthèse des résultats les plus récents. Ces résultats sont également en bon accord avec ceux obtenus par NOMAD dans le canal « dimuon ». Ceci prouve le bon fonctionnement du détecteur NOMAD ainsi que sa capacité à isoler des électrons provenant de la désintégration du τ (signal d'oscillation), ce qui était le but initial de cette étude.

Expérience	Cette analyse	NOMAD [37]	CCFR [39]	FMMF[40]	CHARM II [36]	CDHS [38]
Analyse	$350 \mu e^+$	$2800 \mu \mu^+$	$5100 \mu \mu^+$	$393 \mu \mu^+$	$3800 \mu \mu^+$	$11000 \mu \mu^+$
M_c (GeV/c ²)	$1,7 \pm 0,6$	$1,3 \pm 0,4$	$1,3 \pm 0,2$	-	$1,8 \pm 0,4$	
κ	$0,52 \pm 0,14$	$0,48 \pm 0,17$	$0,44 \pm 0,10$	$0,41 \pm 0,09$	$0,39 \pm 0,10$	$0,47 \pm 0,09$

Table C-2 : Résumé des résultats de mesure de la masse du charme et de la proportion de mer étrange dans le nucléon pour la présente étude, pour NOMAD dans le canal dimuon, et pour toute une série d'expériences à calorimètre. Les résultats obtenus par NOMAD en dimuon et dans le canal positron sont compatibles entre elles.

C.4 Résultats de NOMAD

Entre 1995 et fin 1998, l'expérience a analysé $1,04 \cdot 10^6$ événements de type ν_μ -CC, correspondant à $1,35 \cdot 10^6$ interactions de ν_μ par courant chargé dans le détecteur. La dernière publication de NOMAD [41] date de mi-2001 et présente les résultats de recherche d'oscillation combinant l'ensemble des canaux possibles pour la désintégration du τ (Cf. Table C-1), à la fois pour une oscillation de ν_μ en ν_τ , et une oscillation de ν_e en ν_τ (voir aussi les références [42] à [45]). Aucune des analyses ne donne un excès d'événements par rapport au bruit de fond attendu.

La collaboration en déduit une zone d'exclusion pour l'oscillation de ν_μ en ν_τ , correspondant à $\sin 2\theta_{\mu\tau} < 3,3 \cdot 10^{-4}$ pour les grands Δm^2 , et $\Delta m^2 < 0,7 \text{ eV}^2/\text{c}^4$ pour les grands angles de mélange (à 90% de niveau de confiance).

Dans l'hypothèse d'une oscillation de ν_e en ν_τ , les limites sont les suivantes : $\sin 2\theta_{e\tau} < 1,5 \cdot 10^{-2}$ pour les grands Δm^2 , ou $\Delta m^2 < 5,9 \text{ eV}^2/\text{c}^4$ pour les grands angles de mélange (à 90% de niveau de confiance).

Les probabilités d'oscillation obtenues sont 10 fois plus basses que celles des expériences de la précédente génération : $P_{\mu\tau} < 1,63 \cdot 10^{-4}$ et $P_{e\tau} < 0,74 \cdot 10^{-2}$, ce qui était l'objectif que s'était initialement fixé la collaboration.

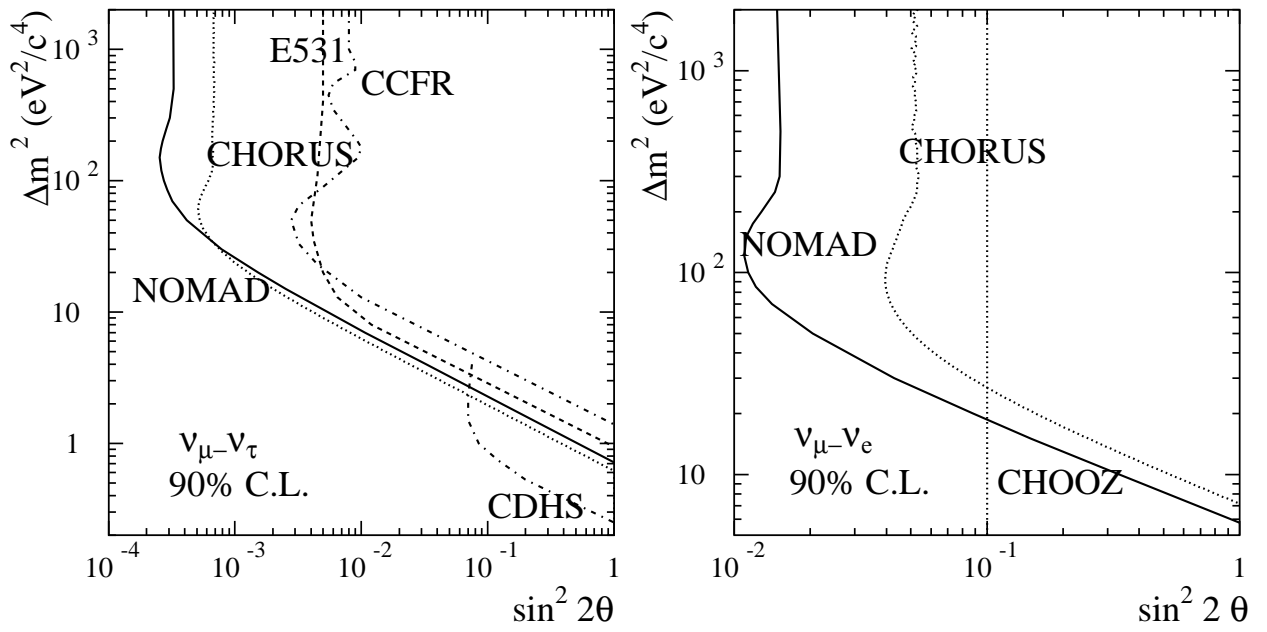


Figure C-14 : Diagramme d'exclusion à 90% de niveau de confiance pour un scénario d'oscillation à deux familles dans le canal du ν_μ en ν_τ à gauche, et du de ν_e en ν_τ à droite.

D. ANTARES : LE NEUTRINO, UN NOUVEAU MESSAGER

Dans ce chapitre, consacré au projet ANTARES, le neutrino n'est plus le sujet d'étude principal. Il devient le nouveau messager qui devrait pouvoir permettre de commencer à comprendre l'origine des phénomènes les plus violents de l'univers, observés jusqu'ici en photons. Le but d'ANTARES est de tenter de détecter des sources de neutrinos de haute énergie en corrélation avec des émetteurs gammas déjà répertoriés par les expériences précédentes. En outre, utilisant le neutrino comme messager, la distance d'observation sera bien plus importante que dans le cas des photons, avec toutes les découvertes potentielles que cela implique. Enfin, le détecteur aura une granularité suffisante pour observer des neutrinos d'énergie relativement basse, à partir de 10 GeV, ce qui permettra de tester les hypothèses d'oscillation des neutrinos atmosphériques annoncée par Superkamiokande. Il pourra également observer la désintégration en neutrinos de particules supersymétriques piégées au centre de la Terre, du Soleil ou de la Galaxie.

Après une brève introduction à la problématique de ce nouveau domaine qu'est l'astronomie neutrino, une description succincte du projet et des premières mesures environnementales réalisées, nous nous attarderons sur les résultats obtenus à l'aide de la première ligne prototype de l'expérience. Une bonne façon de comprendre le défi technologique que la collaboration est en passe de relever.

Déploiement de la ligne prototype. ►



D.1 Contributions

Depuis mon arrivée dans la collaboration fin 1998, mes activités se sont réparties entre le développement des outils nécessaires à l'étude de faisabilité du détecteur et l'analyse des données recueillies à l'aide de la première ligne prototype.

En ce qui concerne le logiciel, j'ai été à l'origine de la mise en place d'une structure pour l'organisation de l'ensemble des logiciels et l'utilisation du logiciel CVS (gestion de l'historique du développement et de la compatibilité des codes). Je suis par la suite devenu responsable officiel de la gestion des codes, et coordinateur du développement des programmes de reconstruction. Mes compétences ont également été sollicitées dans le domaine de la communication par le Web et j'ai créé le site externe actuel de la collaboration (<http://antares.in2p3.fr>).

Au printemps 1999, j'ai été nommé responsable de l'analyse des données de la ligne prototype. Cette ligne de 350 m de haut, équipée de huit modules optiques, a été immergée à 1100 mètres de fond au large de Marseille en décembre 99. Elle a été connectée à la côte par un câble électro-optique de 37 km de long et a permis de prouver la faisabilité du projet (déploiement, transmission des données à la côte, reconstruction de la position absolue de la ligne, étude des courants marins, études des bruits de fond optique, mesure de la salinité etc.). Nous avons pu disposer de quelques dizaines d'heures de données correspondant à des muons atmosphériques, composante dominante à cette profondeur. J'ai analysé ces données avec Antoine Kouchner, dans le cadre de sa thèse [54]. Nous avons d'abord dû analyser les informations analogiques brutes produites par la ligne, composées d'un signal identifiant le photomultiplicateur touché, et du signal physique lui-même. Cette phase de l'analyse a représenté un important travail de reconnaissance de forme et de réduction du bruit. Dans une deuxième phase, en utilisant un code de reconstruction en C++ spécialement écrit pour cela, j'ai pu produire la distribution angulaire des muons détectés. L'échantillon reconstruit est constitué au $\frac{3}{4}$ d'événements « multi-muons », événements constitués de plusieurs muons simultanément émis au sein des gerbes hadroniques produites dans l'atmosphère. Cette distribution angulaire reconstruite est en très bon accord qualitatif avec les simulations Monte Carlo (la qualité des données ne nous permet pas de remonter à la normalisation absolue).

J'encadre A.Romeyer, étudiant en thèse. Nous avons étudié tour à tour les performances du code officiel de reconstruction, une méthode permettant de rejeter, avant reconstruction, les événements « multi-muons », source de bruit de fond pour le détecteur final. Plus récemment nous avons abordé la problématique de la détermination de l'énergie des muons traversant le détecteur, élément essentiel permettant de rejeter le bruit de fond à basse énergie constitué par les neutrinos atmosphériques.

J'encadre également Sébastien Saouter sur une étude des performances de la ligne « secteur » qui sera déployée fin 2002 sur le site ANTARES, et en particulier la possibilité de détecter des muons descendants, et de les utiliser pour un alignement en temps du détecteur.

D.2 Introduction

Les photons ont jusqu'à maintenant été les messagers privilégiés pour la détection et la compréhension des objets qui peuplent l'Univers lointain. Les photons sont produits en grand nombre, ils sont stables, électriquement neutres, faciles à détecter et permettent depuis longtemps l'étude de nombreuses sources astrophysiques. Mais les régions chaudes et denses des cœurs de galaxies ou d'étoiles sont opaques aux photons. De plus ces derniers interagissent avec les fonds cosmologiques infrarouge, micro-onde et radio. Ce phénomène, appelé « effet GZK » (en références aux trois auteurs : K. Greisen, G.T. Zatsepin et V.a. Kuz'min) limite la distance d'observation à 100 Mpc pour des énergies supérieures à 10 TeV (Cf. Figure D-1).

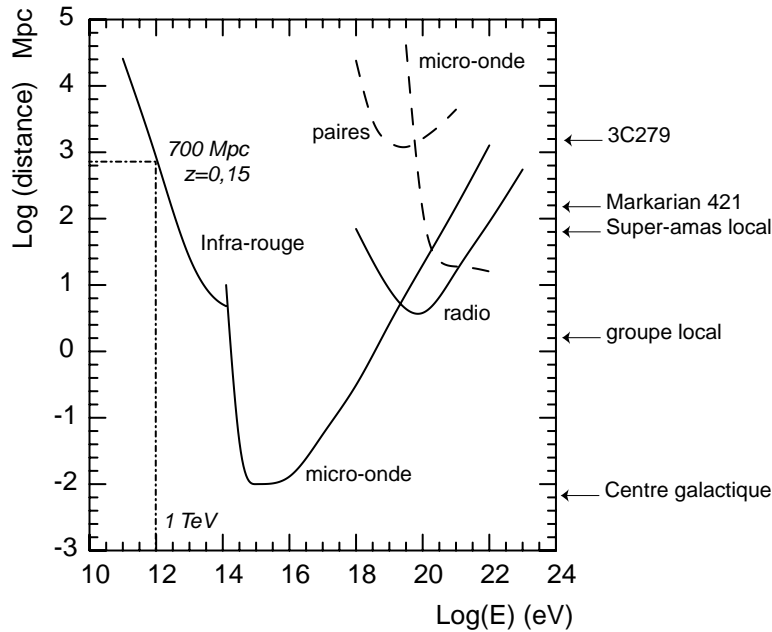


Figure D-1 : Effet GZK. Les courbes en trait plein représentent la longueur d'interaction des photons sur les fonds cosmologiques (infrarouge, micro-onde et radio), en fonction de l'énergie. Les courbes en pointillé correspondent à l'interaction des protons. À basse énergie, la création de paires dans les champs magnétiques domine. Les protons permettent d'observer sur de plus grandes distances. Mais ils perdent rapidement leur énergie et sont alors défléchis par les champs magnétiques, ce qui ne permet pas de remonter à l'origine de la source. Pour fixer les idées, les distances de quelques objets sont indiquées : le centre de la galaxie, le groupe local de galaxie, le super-amas local, et les galaxies à noyau actif Markarian 421 (blazar BLLac) et 3C279 (quasar).

Les protons subissent également l'effet GZK. Ils perdent rapidement leur énergie et sont alors déviés par les champs magnétiques intergalactiques, ne permettant qu'une astronomie proche. L'observation du ciel en neutrons est quant à elle extrêmement limitée par leur durée de vie.

Les neutrinos ont l'avantage sur les photons de n'interagir que très peu avec la matière. Ils s'échappent directement des sources astrophysiques les plus lointaines. Ils permettent également d'observer le ciel sur de très grandes distances.

Les phénomènes de productions de rayons cosmiques, en particulier à très haute énergie, sont très mal compris. Ainsi aujourd'hui, aucune expérience ne peut trancher sur l'origine électromagnétique (sans production de neutrinos) ou l'origine hadronique (neutrinos issus de la désintégration de mésons dans les gerbes) des particules émises¹⁶. La détection de neutrino permettrait d'y voir plus clair.

D.2.1 Sources de neutrinos

Les sources de neutrinos pour ANTARES sont de trois origines différentes : les accélérateurs cosmiques galactiques ou extra-galactiques ; les gerbes atmosphériques produites par l'interaction du rayonnement cosmique primaire dans l'atmosphère; l'annihilation de neutralinos, particules qui pourraient constituer une partie de la matière noire dans l'Univers. (Cf. [56] pour une description détaillée)

¹⁶ Un résultat récent de l'expérience au sol Cangaroo, détectant les gerbes induites par l'interactions de rayons gammas de haute énergie dans la haute atmosphère, semble indiquer pour la première fois une production de photons par désintégration de π^0 dans un reste de supernova [55].

Accélérateurs cosmiques

Les sources potentielles de neutrinos cosmiques sont les accélérateurs de particules dans l'Univers. Ils peuvent être d'origine galactique (restes de Supernovae, étoiles binaires) ou extra-galactiques comme les noyaux actifs de galaxie (AGN, Active Galactic Nucleus) et les émetteurs de sursauts de rayons gamma (GRB, Gammay Ray Bursts).

De nombreux modèles prédisent des estimations de flux de neutrinos pour certaines sources déjà répertoriées en photons. D'autres modèles calculent des flux diffus pour l'ensemble des sources dans l'Univers dont celles qui n'ont pu être détectées en photon du fait de l'effet GZK.

Ces modèles se divisent essentiellement en deux classes, déterminant les flux de neutrinos soit à partir des flux détectés en rayons cosmiques, soit à partir des mesures faites en photons.

Tous ces modèles conduisent un nombre d'événements détectés allant de un à une centaine par an pour un détecteur ANTARES de $0,1 \text{ km}^2$ de surface.

Matière noire

L'essentiel de la matière cachée devrait être non baryonique. L'un des candidats pourrait être la particule super-symétrique stable et neutre des théories, le neutralino. Les neutralinos s'agrègeraient au centre de la Terre ou du Soleil avec une densité suffisante pour que leur annihilation soit possible. A l'issue de ce processus, des neutrinos apparaissent lors de la désintégration des bosons de jauge ou des fermions lourds produits. La détection est d'autant plus aisée que la masse du neutralino est grande. Des résonances dans la section efficace de capture des neutralinos au centre de la terre pourrait augmenter considérablement le signal, en particulier à la masse du noyau du fer (56 GeV), constituant principal du cœur de la Terre.

Neutrinos atmosphériques

Pour toutes ces sources, les neutrinos atmosphériques sont susceptibles de constituer un bruit de fond. Mais leur détection devrait permettre de mesurer avec une bonne précision les paramètres caractéristiques de l'oscillation des neutrinos, déjà observée par Superkamiokande.

D.2.2 Le détecteur

Si la très faible interaction des neutrinos est un atout pour voir loin, cette propriété les rend difficiles à détecter. La solution consiste à utiliser la Terre comme cible. Les neutrinos provenant de la partie du ciel sous le détecteur y interagissent et produisent des muons par courants chargés. Ces muons sont alors détectés par un réseau de photomultiplicateurs, via leur rayonnement Tchérenkov, dans un grand volume d'eau (cas d'ANTARES, Nestor ou « Baïkal ») ou de glace (AMANDA). Cette méthode expérimentale favorise la détection des neutrinos de haute énergie car leur section efficace d'interaction est plus grande, le trajet du muon dans la Terre est plus important, la lumière produite dans le volume instrumenté est plus grande. En outre, la précision de pointage s'améliore quand l'énergie augmente car l'angle de diffusion entre le neutrino et le muon diminue.

ANTARES est un détecteur de 12 lignes instrumentées qui sera immergé à partir de 2003, à 40 km au large de Toulon, à 2500 mètres de fond [58]. Cette profondeur est suffisante pour rendre acceptable le flux de muons atmosphériques descendants qui pourraient être reconstruits montants à tort. Elle assure également que les photomultiplicateurs ne reçoivent aucun photon de la lumière solaire. Un schéma de principe du détecteur est présenté sur la Figure D-2.

Les lignes sont espacées de 60 mètres, distance comparable à la longueur d'absorption de la lumière Tchérenkov (Cf. plus bas). Cette distance satisfait également les contraintes de sécurité et de maintenance : il faut en particulier qu'un sous-marin puisse évoluer entre les lignes installées pour en connecter d'autres.

Chaque ligne est équipée de 30 étages de 3 photomultiplicateurs [59] orientés vers le bas afin de

favoriser la détection de la lumière produite par les muons montants. Les étages sont espacés de 12 mètres. Cette valeur optimise le rapport « sensibilité sur coût » pour une large gamme d'énergie, en particulier celle des muons résultant de l'interaction des neutrinos atmosphériques. Dans ce cas l'énergie est déterminée par la mesure de la longueur parcourue dans l'eau : deux étages touchés par un muon montant verticalement correspondent à une perte d'énergie de 2,5 GeV, ce qui assure une bonne résolution en énergie pour le spectre total.

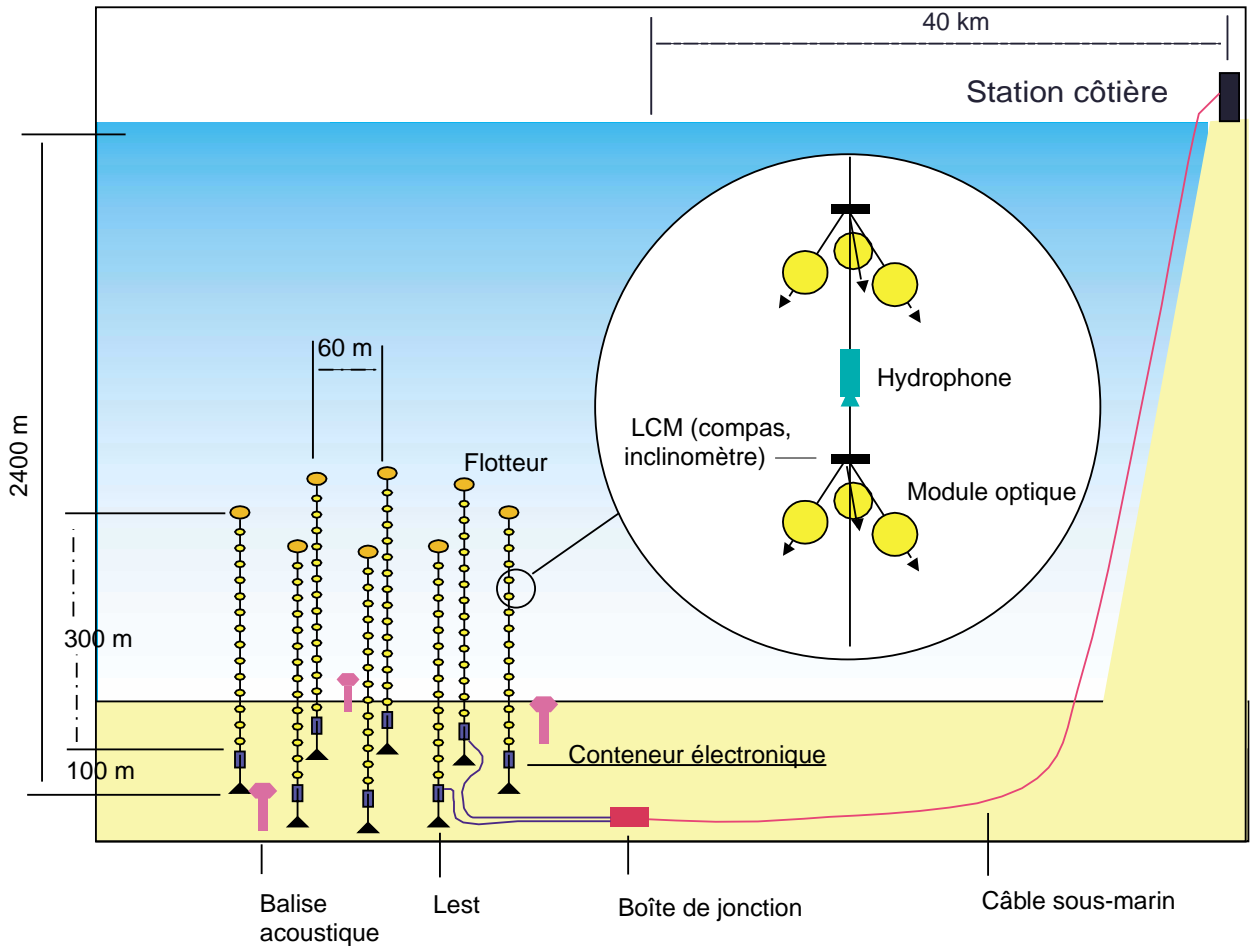


Figure D-2: Schéma de principe du détecteur ANTARES (les échelles ne sont pas respectées). Chaque ligne est équipée de 30 étages de 3 photomultiplicateurs orientés. Les données sont transmises à la côte par un câble électro-optique de 40 kilomètres.

Un photon Tchérénkov, directement produit par le muon ou émis par les particules secondaires créées à son passage (rayons delta, bremsstrahlung, paires e^+e^- , au-delà de 1 TeV), atteignent les photomultiplicateurs. Ce photon arrache un électron de la photocathode, qui parvient à l'entrée des étages amplificateurs. Le signal résultant est digitisé in-situ puis envoyé au travers d'un câble électro-optique reliant l'ensemble du détecteur à la côte.

Une description plus détaillée des différents éléments du détecteur est faite dans le paragraphe concernant le prototype (D.3.1), qui est instrumenté de façon similaire aux lignes finales.

La Table D-1 compare brièvement les mérites respectifs de chacun des observatoires de neutrinos en fonctionnement ou en projet. Parmi les projets, le plus avancé est ANTARES dont les performances attendues, en particulier en terme de résolution angulaire, devraient permettre de détecter des sources de neutrinos de haute énergie dès 2005.

	AMANDA	Baïkal	ANTARES	NESTOR	NEMO
Situation Milieu Profondeur	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Pôle Sud ▪ Glace ▪ 2000 m 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Sibérie (lac Baïkal) ▪ Eau douce ▪ 1400 m 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ 40 km de Toulon - France ▪ Eau de mer ▪ 2500 m 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ 30 km de Pylos - Grèce ▪ Eau de mer ▪ 3800 m 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ 80 km au sud de la Sicile ▪ Eau de mer ▪ 3300 m
Détecteur	<ul style="list-style-type: none"> ▪ 667 PM, 19 lignes (AMANDA II) 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ 8 lignes, 192 PM. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ 10 lignes souples de 30 étages de 3 PM (900 PM). 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Tour rigide de 12 étages de 12 PM. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Programme de R&D et d'évaluation des sites.
Avancement	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Prise de données de 1997 à 2001. ▪ Données 1997 : 300 v atmosph. en 130 jours; limite sur les flux diffus. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ 234 jours de données en 97/98 (35 v atmosph.) ▪ Limite sur le flux diffus de v_e de haute énergie. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Site choisi et étudié ▪ « démonstrateur » fin 1999, détection de μ atmosphériques. ▪ Câble déployé. ▪ Prototypage fin 2002. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Câble déployé. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ De nombreux sites étudiés au sud de l'Italie.
Performances	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Résolution $\approx 3^\circ$ 		<ul style="list-style-type: none"> ▪ Résolution $\approx 0,4^\circ$ ▪ Surface effective $\approx 0,05 \text{ km}^2$ 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Surface effective $\approx 0,02 \text{ km}^2$ 	
Futur	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Icecube (financé): 80 lignes de 60 PM. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Incertain. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ 10 lignes fin 2004. ▪ Poursuite vers un détecteur de 1 km^3. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ 1 étage en 2002, 1 tour en 2003. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ À terme, lancement d'un projet de 1 km^3.
Avantages	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Milieu rigide, déploiement facilité. ▪ Aucun bruit de fond environnemental. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Déploiement facilité lorsque le lac est gelé. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Couvre la majeure partie du ciel ▪ Très peu de diffusion de la lumière. ▪ Excellente logistique (IFREMER). 		<ul style="list-style-type: none"> ▪ Excellente logistique (ENI consortium)
Inconvénients	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Beaucoup de diffusion de la lumière dans la glace (mauvaise résolution angulaire). ▪ Maintenance seulement l'été. ▪ Couvre seulement une partie du ciel. ▪ Conditions climatiques. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Maintenance seulement l'hiver (lac gelé). ▪ Conditions climatiques. ▪ Peu de logistique sur place. ▪ Profondeur maximale de 1500 m. ▪ Salissure des PM. 		<ul style="list-style-type: none"> ▪ Déploiement restreint aux périodes de mer calme. ▪ Bruit de fond dû au ^{40}K et à la bioluminescence. 	

Table D-1 : Comparatif des expériences et des projets à plus ou moins long terme en astronomie neutrino.

D.2.3 Recherche et développement

Afin de maîtriser les conditions dans lesquelles se fera la détection, un important programme de recherche et développement a été démarré en 1996 par la collaboration [58]. Les résultats les plus importants, obtenus du déploiement de lignes équipées sur le site retenu par l'expérience, sont les suivants :

- Les courants marins mesurés ne dépassent pas 18 cm/s et sont compatibles avec des déploiements de lignes tels qu'envisagés par l'expérience ;
- Un photomultiplicateur de 10 pouces immergé dans l'eau est soumis à un rayonnement permanent de lumière Tchérénkov d'environ 60 kHz, due à l'activité de bioluminescence de la flore et de la faune marine et aux désintégrations du potassium 40 contenu dans l'eau de mer. À ce bruit de fond constant s'ajoutent des bouffées sporadiques de bioluminescence qui induiront un temps mort de moins de 5% par photomultiplicateur;
- Des études de bio-salissure (bactéries qui se collent aux parois des modules optiques) et de sédimentation (des particules organiques qui tombent depuis la surface de la mer), réduisent l'efficacité de détection de moins de 2% par an [60] ;
- La transparence de l'eau est compatible avec un détecteur comportant des lignes espacées de 60 mètres. Dans le bleu (470 nm de longueur d'onde, correspondant à la zone de sensibilité des photocathodes), la longueur d'absorption est mesurée égale à 55 mètres, la longueur de diffusion est d'environ 300 mètres (les photons diffusés sont retardés voire même perdus). La longueur d'atténuation totale est donc de 45 mètres.
- Des explorations visuelles et bathymétriques du site de l'expérience montrent qu'il est bien adapté au déploiement. Le fond est plat, exempt de tout objet d'importance. Il est constitué d'une boue solide.

Enfin, fin 1999, une ligne complètement équipée a été déployée à mille mètres de fond. Cette expérience est décrite dans le paragraphe suivant.

D.3 Le premier prototype

Le 25 novembre 1999 une ligne, appelée « ligne 5 », équipée de huit photomultiplicateurs et des instruments nécessaires au contrôle de leur position dans l'espace a été immergée par 1024 mètres de fond (49°59 N, 5°17 E). Le système d'acquisition était hébergé par le centre de France Télécom au Prado, à Marseille, à une trentaine de kilomètres du point d'immersion.

D.3.1 Description

La Figure D-3 représente une vue schématique de la ligne 5. Elle est constituée des éléments suivants, de bas en haut :

- Un lest, assurant l'ancrage de la ligne au fond de l'océan et permettant de la connecter au câble électro-optique transportant les données vers la côte. Il abrite également le contrôleur électronique principal, un « célérimètre », destiné à mesurer la vitesse de propagation du son, et un courantomètre mesurant la vitesse des courants marins par effet Doppler dans trois directions orthogonales. Le câble est constitué de quatre fibres optiques. Deux d'entre-elles sont réservées au contrôle lent. Les deux autres transportent les signaux provenant des photomultiplicateurs.
- À 87,6 m, 16 étages identiques séparés de 14,6 m, constitués d'un cadre rigide maintenu par deux câbles passifs et soutenant deux sphères de verre de 17 pouces. Ces sphères, éventuellement équipées, sont distantes de 1,6 m en horizontal.
- Entre chacun de ces étages, un élément rigide maintenant la distance entre les deux câbles de support et comportant des inclinomètres, et pour quatre de ces éléments, un hydrophone utilisé pour le positionnement acoustique. Lors du déploiement l'un des câbles de connexion de ces

hydrophones a été arraché. Ce ne sont finalement que 3 hydrophones qui sont disponibles.

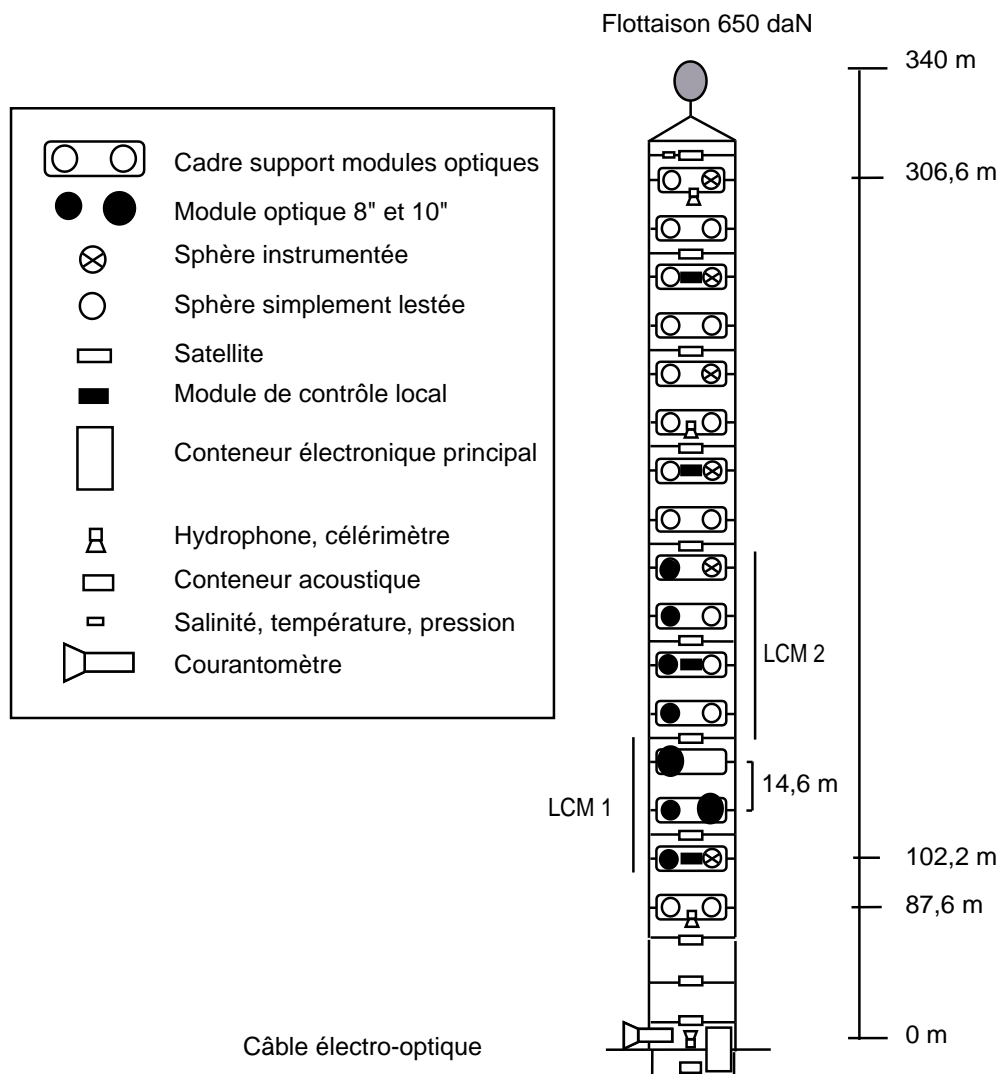


Figure D-3 : Schéma de principe de la ligne 5.

- Un appareil permettant de mesurer simultanément la pression, la température et la conductivité de l'eau (conductivité, température et densité permettent de mesurer la vitesse du son dans l'eau).
- La bouée, à 340 mètres du fond de la mer, assure une partie de la flottaison de l'ensemble, le reste est assuré par les sphères de verre.

Seules 8 sphères contiennent des photomultiplicateurs, formant une zone sensible de 90 mètres de haut. Ces 8 photomultiplicateurs sont répartis en deux groupes reliés respectivement à deux contrôleurs électroniques locaux (LCM 1 et LCM 2, Cf. Figure D-3) placés entre deux sphères, dont les signaux sont ensuite envoyés au contrôleur principal au bas de la ligne. Il est à noter que lors du déploiement le câble du troisième module optique du LCM 1 s'est déconnecté et seuls 7 photomultiplicateurs, alignés sur la même verticale, sont disponibles pour la prise de données. Les photomultiplicateurs sont tous dotés d'une diode laser bleue émettant à 480 nm, une longueur d'onde proche de la zone de sensibilité maximale des photocathodes. Ces diodes illuminent vers le haut ou vers le bas les photomultiplicateurs voisins. Six autres sphères sont équipées de compas (mesure de l'angle dans le plan horizontal) et d'inclinomètres (mesure des angles perpendiculairement au plan horizontal).

D.3.2 Données de monitoring

L'objectif principal de ce déploiement est de maîtriser les mesures de positions de la ligne dans l'espace. En effet, dans le détecteur final, les photomultiplicateurs doivent être repérés à 10 centimètres près pour obtenir les performances escomptées. Les positions relatives sont mesurées de deux façons complémentaires¹⁷ : soit à l'aide de l'instrumentation acoustique, soit en utilisant les inclinomètres et les compas qui équipent la ligne. Les variations de position peuvent être comparées avec les mesures de courant. Les courants marins mesurés sont relativement stables, de l'ordre de 14 cm/s avec un écart type d'environ 7 cm/s.

La forme de la ligne peut être obtenue des informations issues des inclinomètres dont elle est équipée. Des données ont été prises par période de quelques heures « en ligne » pendant 3 semaines (une fois toutes les 10 secondes). D'autres données stockées toutes les minutes durant deux semaines dans le contrôleur électronique principal ont pu être analysées après récupération de la ligne. Les résultats obtenus montrent des variations d'inclinaison n'excédant pas un à deux degrés.

La position et la forme de la ligne peuvent aussi être obtenues de l'analyse par triangulation des signaux acoustiques (40 à 60 kHz) provenant d'un système de quatre émetteurs placés au fond de l'eau, à environ 250 m du lest, et reçus par les hydrophones de la ligne. Dans ce cas une mesure permanente et précise de la vitesse du son dans l'eau est nécessaire.

Dans le plan horizontal, la position de l'inclinomètre le plus haut n'a pas varié de plus de 3 mètres alors que la ligne fait 340 m de haut.

L'analyse des données acoustiques permet d'obtenir les distributions de la Figure D-4 qui représentent la forme de la ligne selon différents axes d'observation. L'analyse de toutes les données accumulées montre que les modules optiques du prototype sont restés alignés, faisant un angle d'environ 3 degrés avec la verticale pendant toute la période d'acquisition.

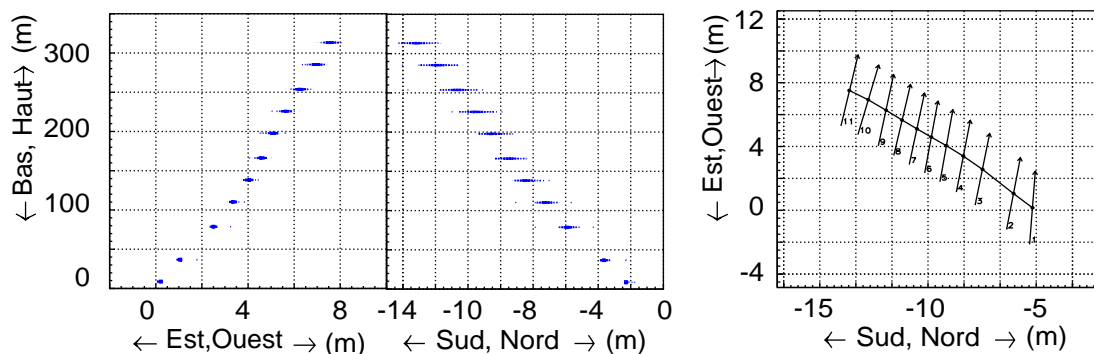


Figure D-4 : Profils de la ligne prototype suivant différents axes de mesures (17 jours de données cumulées). Les deux premières figures représentent des vues de côté. L'incertitude sur la mesure n'excède pas 10 cm à l'horizontale et 1 cm à la verticale. La dernière figure représente une vue de haut (les barres indiquent l'orientation des paires de modules optiques).

D.3.3 Données physiques

Sur la ligne 5, les signaux issus des photomultiplicateurs sont envoyés de façon analogique aux modules de contrôle locaux LCM 1 et LCM 2, où ils sont multiplexés et étiquetés. La méthode de multiplexage ajoute un retard différent à chacun des 4 signaux possibles. Environ 110 ns avant chaque signal physique est ajouté un autre signal, le « marqueur », qui le caractérise. Chaque marqueur comporte un nombre de pics, de un à quatre, espacés d'une quinzaine de nanosecondes, qui permettent d'identifier le photomultiplicateur. Le temps mort de l'électronique de déclenchement

¹⁷ Dans le détecteur final, les positions absolues des éléments du détecteur sont connues au moment du déploiement en utilisant un repérage GPS (précision de l'ordre du mètre).

des marqueurs est d'environ 1,2 microsecondes, si bien que seuls les premiers photo-électrons de chacun des photomultiplicateurs sont transmis dans le cas d'une trace physique.

La combinaison de signaux est envoyée au module électronique principal avant d'être codée et transportée à travers une des deux fibres optiques (une fibre par LCM). A l'arrivée à terre, les signaux lumineux sont décodés et envoyés vers un convertisseur analogique-numérique (ADC). La Figure D-5 montre une séquence du convertisseur analogique-numérique du LCM 2 pour un événement où chaque photomultiplicateur a été touché.

Les données physiques exigent une coïncidence de n , $0 \leq n \leq 4$, photomultiplicateurs au niveau d'un LCM, avec des largeurs de portes correspondant grossièrement au temps nécessaire à un photon pour se déplacer verticalement dans la zone correspondante, soit environ 200 ns. La condition de déclenchement est obtenue en demandant 4+3 photomultiplicateurs touchés.

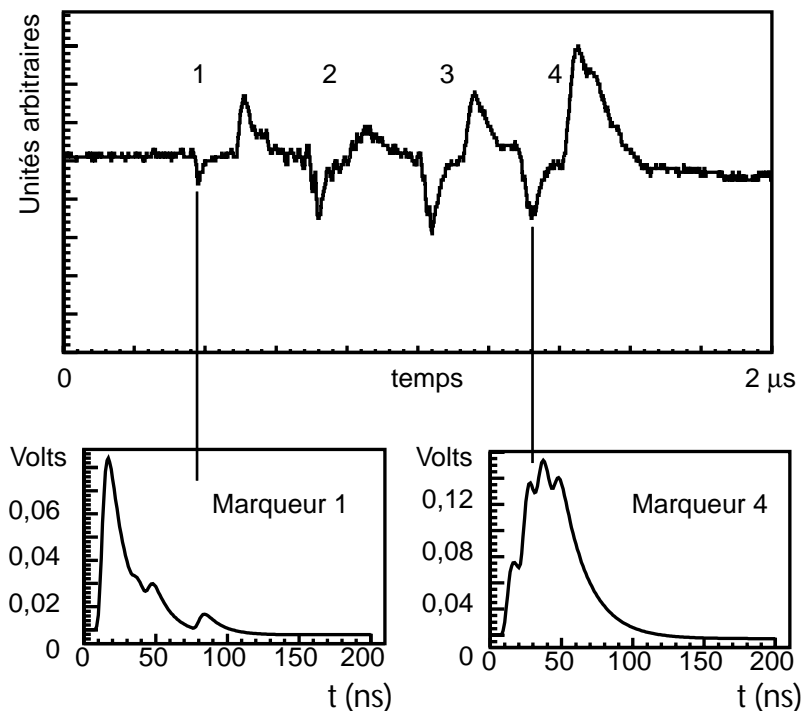


Figure D-5: Exemple de signaux provenant du LCM2 (en haut) et deux exemples de marqueurs, 1 et 4, qui doivent être soustraits pour obtenir les signaux physiques du premier et du quatrième photomultiplicateur sur la figure du haut (Cf. texte).

Un important travail d'analyse des signaux récupérés en sortie du câble optique permet de déterminer le temps d'arrivée des coups sur les photomultiplicateurs. Cette analyse consiste essentiellement à déterminer le temps d'arrivée des marqueurs. Dans des distributions du type de celle présentée sur la Figure D-5, une diminution du nombre de canaux, par rapport à la ligne de base, donne l'instant auquel un marqueur apparaît. L'identification du marqueur se fait alors sur les canaux suivants en déterminant quel est le signal de référence qui est le plus proche des données (minimisation de χ^2). Une description détaillée de l'analyse des données brutes peut être trouvée dans le chapitre 6 de la thèse d'Antoine Kouchner [54]. L'efficacité de reconnaissance des différents marqueurs est très variable, aux alentours de 85% sauf pour l'un des photomultiplicateurs où cette valeur descend à 55%. En effet, contrairement aux essais effectués à terre avant immersion, les signaux sont très bruités et il n'est pas rare d'identifier un marqueur à tort. L'excès de bruit provient, en partie, de la mauvaise qualité du câble électro-optique utilisé pour cette expérience. De plus, pour tenter d'améliorer le rapport signal sur bruit, le gain des photomultiplicateurs a été augmenté

et les signaux sont parfois écrêtés. Les difficultés rencontrées sont également liées à l'utilisation de la transmission analogique, le système numérique du détecteur final n'étant pas encore réalisé. En conclusion, lorsqu'un muon illumine les 7 photomultiplicateurs (condition de déclenchement), et compte tenu du fait que seul le premier photo-électron est enregistré (temps mort de l'acquisition), une partie seulement de ces 7 signaux sont reconstruits et identifiés. Ces difficultés ont pour conséquence de ne pas pouvoir remonter au flux absolu de muons (Cf. plus bas).

Au total, 4273 minutes de données sont disponibles, soit environ 3 jours, correspondant à 51583 déclenchements à 7 photomultiplicateurs.

D.3.4 Reconstruction des muons atmosphériques

Après un rappel succinct des phénomènes donnant naissance aux muons détectés à l'aide du premier prototype, ce paragraphe décrit comment des données ont été simulées, reconstruites puis comparées aux données réelles reconstruites.

D.3.4.1 Origine des muons atmosphériques

L'interaction du rayonnement cosmique primaire dans les hautes couches de l'atmosphère produit des gerbes hadroniques dont seuls les muons sont capables d'atteindre un détecteur placé à 1000 mètres sous la mer.

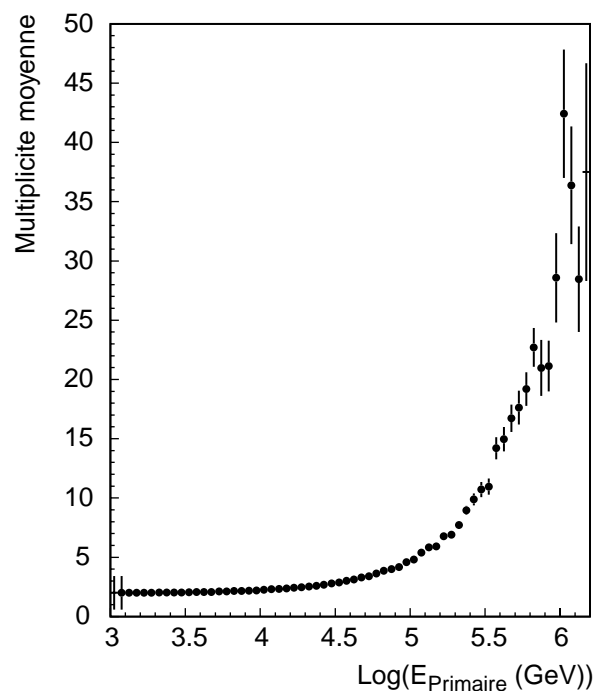


Figure D-6: Multiplicité en muons au niveau de la zone de détection Monte Carlo en fonction de l'énergie du rayon cosmique primaire ayant produit la gerbe hadronique.

A l'intérieur d'une gerbe, plusieurs muons peuvent être produits lors de la désintégration de mésons π ou K . Ils arrivent alors simultanément dans le détecteur. Ils sont habituellement désignés par le terme de « multi-muons »¹⁸. L'énergie moyenne de ces muons est inversement proportionnelle à

¹⁸ Il est important de noter ici que cette notion est mal définie, puisque le nombre de muons vus simultanément dans un détecteur dépend de sa taille. Dans les expériences souterraines contemporaines, les multi-muons constituent souvent un phénomène secondaire que l'on peut étudier pour remonter aux caractéristiques du flux primaire. Mais en général le bruit de fond peut être considéré en très bonne approximation comme uniquement composé de muons simples, qui peuvent être décrits à partir de distributions semi-empiriques. Dans le cas présent, le blindage est constitué de seulement 1000

leur multiplicité dans la gerbe. La distance moyenne entre les muons est d'autant plus faible que l'énergie mise en jeu dans l'interaction primaire est grande. La Figure D-6 montre la distribution de multiplicité au niveau de la zone de détection en Monte Carlo en fonction de l'énergie du rayonnement primaire qui a produit la gerbe hadronique. Il n'est pas rare d'observer plusieurs muons simultanément (Cf. Figure D-7). Ils sont pour la plupart espacés de quelques mètres (Figure D-8).

D.3.4.2 Simulation des muons

Pour cette étude, $3,6 \cdot 10^9$ gerbes ont été simulées, correspondant à 24 heures de prise de données.

Dans ANTARES, le programme HEMAS [61] permet de simuler l'interaction primaire et de produire les muons dans la gerbe hadronique. Un second code (PROPMU) propage ceux-ci dans l'eau de mer en tenant compte de leur perte d'énergie : la composante la moins énergétique est ainsi progressivement arrêtée.

Compte tenu du caractère non-fini du détecteur, des traces de muons sont aléatoirement tirées du flux précédemment obtenu, à partir de la surface d'un cylindre imaginaire dont les dimensions sont celles de la zone active du détecteur auxquelles on a ajouté 2λ (λ est la longueur d'atténuation de la lumière Tchérékov mesurée sur le site du détecteur final). L'émission des photons Tchérékov et la réponse du détecteur sont simulées en utilisant un code dont l'une des principales caractéristique est de tenir compte de la diffusion et de l'absorption des photons dans l'eau.

À basse énergie, en dessous de 1 TeV, la perte d'énergie des muons par unité de longueur, et donc la quantité de lumière produite, est constante. Au-delà, à la perte d'énergie par ionisation s'ajoutent des pertes dues à la production de paires e^+e^- , de rayons δ ou de diffusions multiples sur les noyaux du milieu. Les particules secondaires ainsi créées produisent également de la lumière Tchérékov. Cette perte d'énergie supplémentaire, et la lumière Tchérékov qui en découle, est proportionnelle à l'énergie du muon, ce qui permet à haute énergie d'estimer l'énergie du muon. Un fond de 40 kHz de ^{40}K est ajouté à chaque photomultiplicateur.

D.3.4.3 Modèle de trace de la ligne 5

Une fois le photomultiplicateur identifié et le temps d'arrivée du signal calculé, les données expérimentales sont un ensemble de coups caractérisés par le temps d'arrivée sur le photomultiplicateur, t_i , et la position de ce dernier, z_i . Une trace de muon est complètement définie par 5 paramètres ($t_0, x_0, y_0, \theta, \phi$). Le point défini par (x_0, y_0, z_0) est la position de la trace au temps t_0 , θ est l'angle zénithal ($0 \leq \theta \leq \pi$), et ϕ est l'angle azimutal ($0 \leq \phi \leq 2\pi$). La ligne 5 peut être représentée comme une ligne quasi-verticale (Cf. D.3.2) ce qui permet de faire l'approximation d'une symétrie de révolution selon l'axe z , vertical, et d'éliminer l'angle azimutal de la liste des paramètres de la trace (en toute rigueur, cette symétrie est brisée par le fait que tous les photomultiplicateurs sont à l'horizontale et pointent dans la même direction).

Le temps d'arrivée t_i d'un photon sur un photomultiplicateur placé en z_i peut alors s'exprimer comme suit :

$$(18) \quad c(t_i - t_0) = (z_i - z_0) \cdot \cos \theta + \text{tg} \theta_c \cdot \sqrt{d^2 + (z_i - z_0)^2 \sin^2 \theta}$$

Dans cette équation, t_0 et z_0 sont le temps et l'altitude du point sur la trace correspondant à la distance minimale d'approche à la ligne, d . L'angle $\theta_c \approx 43^\circ$ est l'angle Tchérékov d'émission des photons par rapport à la direction du muon. Cette équation est une hyperbole dans le plan (t, z), décrite par seulement 4 paramètres, alors que le nombre de coups disponibles dans les données est au maximum de 7, et généralement inférieur à cause de la reconnaissance imparfaite des marqueurs.

mètres d'eau et une simulation complète est nécessaire.

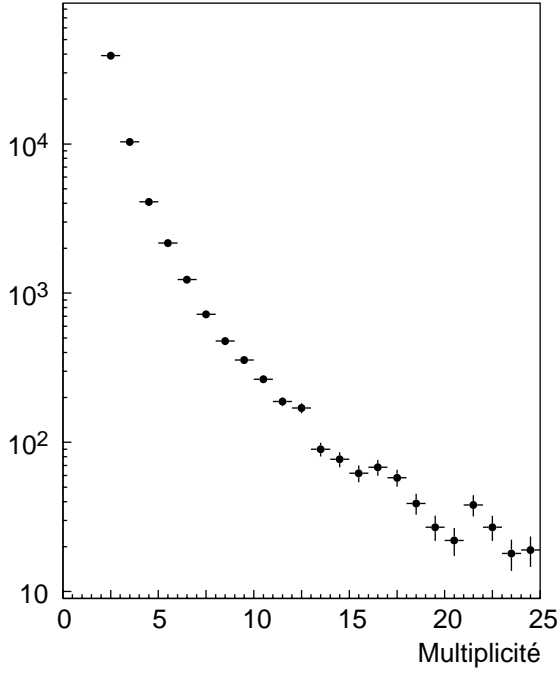


Figure D-7: Distribution des multiplicités en muon au niveau de la zone de détection en Monte Carlo

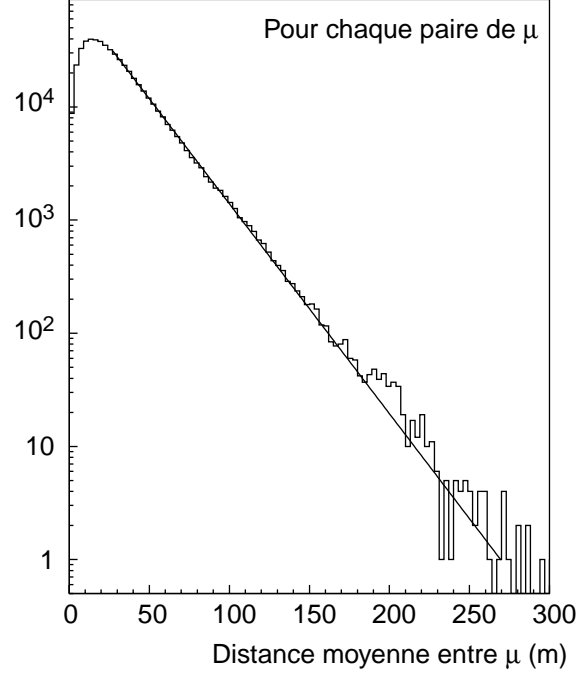


Figure D-8: Distribution des distances moyennes entre paires de muons dans un multi-muon au niveau de la zone de détection Monte Carlo.

L'équation (18) peut être ré-écrite en faisant apparaître l'équation de l'asymptote et une correction dépendante de l'altitude de passage de la trace et de sa distance minimale d'approche ($\varepsilon = \pm 1$) :

$$(19) \quad c(t_i - t_0) = \frac{\cos(\theta - \varepsilon\theta_c)}{\cos\theta_c} (z_i - z_0) + \varepsilon (z_i - z_0) \sin\theta \operatorname{tg}\theta_c \cdot \left(\sqrt{\frac{d^2}{(z_i - z_0)^2 \sin^2\theta} + 1} - 1 \right)$$

Dans la limite où le point de moindre approche à la ligne est loin de la zone de détection, l'équation précédente se réduit à celle de l'asymptote qui est une droite dans le plan (t, z) :

$$(20) \quad \lim_{\Delta z \rightarrow \pm\infty} H(\Delta z) = \frac{\cos(\theta \mp \theta_c)}{\cos\theta_c} \Delta z \Rightarrow \frac{\Delta z}{\Delta t} = c \cdot \frac{\cos\theta_c}{\cos(\theta \mp \theta_c)}$$

Deux angles zénithaux peuvent être extraits de cette équation :

$$(21) \quad \begin{cases} \theta_{\downarrow} = \theta_c + \operatorname{Arc}\cos\left(\frac{c\Delta t}{\Delta z} \cos\theta_c\right) \\ \theta_{\uparrow} = \theta_c - \operatorname{Arccos}\left(\frac{c\Delta t}{\Delta z} \cos\theta_c\right) \end{cases}$$

Lorsque les coups sont effectivement issus d'un muon à la limite asymptotique, les deux solutions, qui diffèrent par $2\theta_c \approx 86^\circ$, ne peuvent être différenciées sur les données physiques. Ceci survient dès que la trace passe par la ligne (distance faible) ou que cette trace passe loin du volume de détection (z_0 grand par rapport à la distance à la ligne, limitée par la longueur de l'absorption, c'est-à-dire quelques dizaines de mètres). Avec la ligne 5, la dimension de la zone active, de l'ordre de 90 mètres, est du même ordre de grandeur que la distance à laquelle la lumière Tchérékov d'un muon

peut-être détectée, la longueur d'absorption étant d'une cinquantaine de mètres. Un grand nombre de muons sera donc susceptible de passer loin de cette zone active, conduisant, éventuellement, à la détermination d'un angle à $2\theta_c$ de l'angle réel.

D.3.4.4 Traitement des données

Lors de la simulation, seul le premier photon-électron de chaque photomultiplicateur est considéré, car le temps mort de l'électronique ne permet pas de voir les photons suivants dans le cas d'une trace physique. La logique de déclenchement de l'expérience est reproduite - 7 photomultiplicateurs doivent être touchés - et les coups sont conservés selon les différentes efficacités de reconnaissance des marqueurs.

Filtrage

Les données sont contaminées par des coups dus aux désintégrations du potassium 40 ou à la bioluminescence. Le fait que le signal ne puisse se propager plus vite que la lumière est utilisé pour tenter d'éliminer ceux d'entre eux qui sont hors temps. A chacun des coups est associé un poids, initialement à zéro. Pour chaque couple de coups sur des photomultiplicateurs différents, la vitesse de propagation est calculée, en utilisant la différence en altitude des photomultiplicateurs et la différence en temps des coups. Si cette vitesse est supérieure à la vitesse de la lumière dans l'eau, le poids de chaque coup est incrémenté d'une unité. Une fois que toutes les paires ont été explorées, le coup dont le poids est le plus grand est éliminé. L'opération est répétée pour les coups restants jusqu'à ce qu'aucun couple de coups n'ait une vitesse équivalente supérieure à la vitesse limite. Une telle méthode rejette 60% des coups de bruit de fond en n'éliminant que 20% de ceux qui viennent du signal (résultat obtenu avec un taux de bruit de fond volontairement surestimé de 100 kHz).

Estimation de l'angle zénithal

Une fois les données filtrées, une régression linéaire dans le plan (t, z) donne une pente qui permet de faire une première estimation de l'angle zénithal (équation (21)) qui servira de point de départ à l'ajustement final. Compte-tenu du fait que l'essentiel du flux de muon détectable correspond à des muons descendants, c'est la solution la plus grande, θ_{\downarrow} , qui est retenue. Dans certains cas l'angle ne peut être extrait car l'argument de l'arc cosinus dépassant l'unité. Ceci survient soit lorsque le point minimal d'approche est proche de la zone active du détecteur ou lorsque les coups sont contaminés par du bruit de fond. Dans ce cas l'angle estimé est fixé arbitrairement à zéro.

Détermination des paramètres de la trace

Les paramètres de la trace (18) sont déterminés par minimisation de χ^2 . La sensibilité au point minimum d'approche, (t_0, z_0, d) , est généralement très mauvaise : ces paramètres ne peuvent être déterminés avec précision que lorsque la distribution des coups dans le plan (t, z) montre clairement la courbure de l'hyperbole. L'angle zénithal est plus facile à obtenir car il est déterminé à partir du comportement asymptotique.

Trois exemples de muons seuls, obtenus en simulation Monte Carlo, sont représentés sur la Figure D-9. Les cercles représentent les coups dus aux muons, les disques noirs ceux dus à du potassium 40. Le filtrage a éliminé les points qui sont entourés d'un carré. La trace en pointillés provient de la simulation, celle en trait plein de la reconstruction. Ces événements correspondent, de gauche à droite successivement, à :

- une trace mal reconstruite, où la courbure est peu visible. Deux coups ont été filtrés, dont un à tort (c'est son voisin qui aurait dû l'être) ;
- une trace pour laquelle le résultat de la minimisation est proche de la réalité. Les coups enregistrés correspondent à la limite asymptotique et sont bien alignés. Aucun point n'était disponible pour reproduire la courbure pourtant visible sur la trace simulée ;

- une trace pour laquelle la minimisation donne un excellent résultat car l'information était suffisante pour obtenir les paramètres de la distance minimale d'approche.

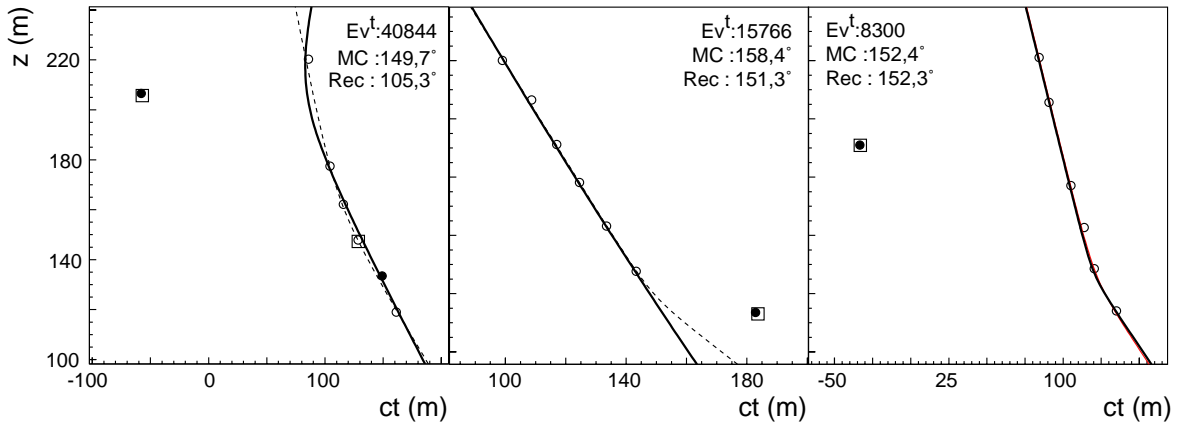


Figure D-9 : Trois exemples représentatifs de ce qui est obtenu, en simulation Monte Carlo, pour l'estimation de l'angle pour un muon unique. Les cercles représentent les coups associés au muon, les disques au potassium 40. Le filtrage a éliminé les points qui sont entourés d'un carré. La trace en pointillés provient de la simulation, celle en trait plein de la reconstruction (Cf. texte).

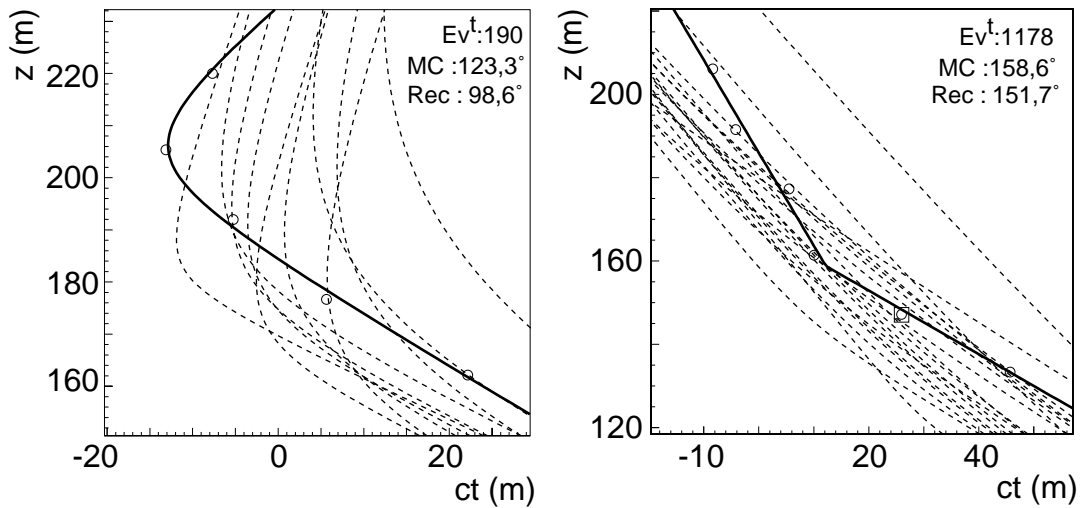


Figure D-10 : Deux exemples de reconstruction correspondant à des coups issus de plusieurs muons entrant simultanément dans le détecteur.

Les événements « multi-muons », correspondant au passage simultané de plusieurs muons dans la zone de détection Monte Carlo, produisent des distributions en temps qui peuvent être non compatibles avec le modèle de trace. La Figure D-10 présente deux exemples où, respectivement à gauche et à droite, la distribution en temps conduit à une mauvaise ou à une bonne mesure de l'angle zénithal. Deux tiers des multi-muons conduisent à une topologie similaire à la figure de gauche. En fait un multi-muon ne traversant pas la ligne se comporte grossièrement comme un muon unique car seuls les photo-électrons du muon le plus proche sont enregistrés. Au contraire, un multi-muon traversant la ligne donne des coups n'appartenant pas à la même particule.

Dans les données réelles toutes ces topologies sont présentes. La Figure D-11 montrent trois événements reconstruits. Les coups enregistrés pour le cas a) pourraient provenir de plusieurs muons simultanément (les points s'alignent mal sur la ligne représentant le résultat de la minimisation).

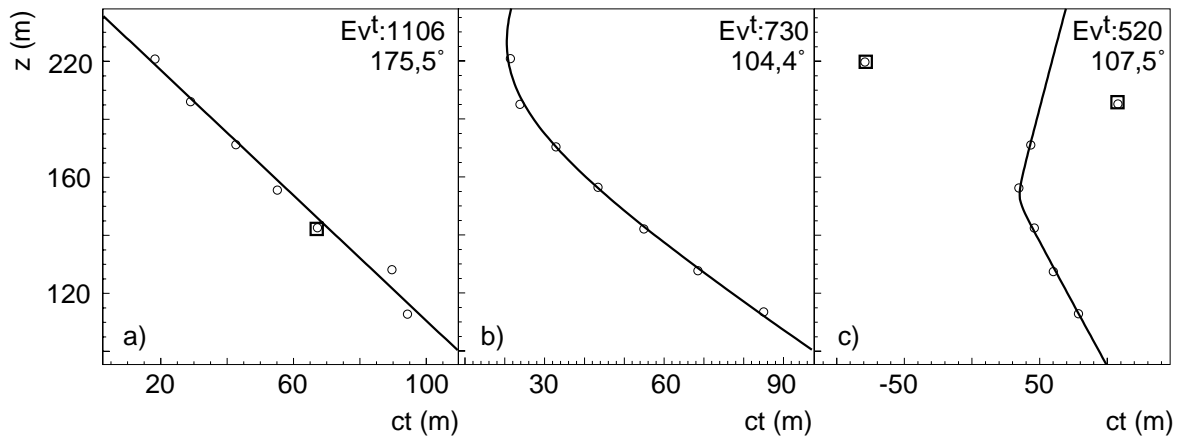


Figure D-11 : Trois exemples obtenus avec des données réelles. Les cercles représentent les coups disponibles. Le filtrage a éliminé ceux qui sont entourés d'un carré.

Distribution angulaire de muons atmosphériques

Compte-tenu du fait que la ligne 5 ne permet d'observer que les premiers photo-électrons sur chaque photomultiplicateur, les multi-muons se comportent comme un « générateur » de signal, se comportant parfois comme de vrais muons simples, correspondant donc au modèle de trace. Par définition ces événements produisent plus de lumière et déclenchent plus souvent le détecteur. En outre, par le jeu du filtrage, les coups trop éloignés d'une situation physique sont éliminés. Dans ces conditions, multi-muons et muons sont indiscernables du point de vue de la qualité de la minimisation.

L'analyse des données simulées montre qu'au niveau de la zone cylindrique de génération Monte Carlo, la multiplicité des muons est 2,6 en moyenne et les données contiennent 17% de multi-muons. Après reconstruction, cette multiplicité passe à 12,4 et la proportion de multi-muons à 71% (les multi-muons sont ici définis comme des événements ayant deux coups provenant de deux traces de muons différentes sur au moins un des photomultiplicateurs).

Bien que les multi-muons ne puissent être reconstruits comme tels, les distributions zénithales reconstruites obtenues de la simulation et des données réelles sont en bon accord, comme le montre la Figure D-12-a. Sur cette figure, les données Monte Carlo ont été normalisées aux données réelles, un peu plus de 2000 événements reconstruits par jour. L'incertitude sur la mesure des efficacités de reconnaissance des marqueurs ne permet pas de remonter à une normalisation absolue.

Le pic secondaire à 90° provient du fait qu'une certaine distribution de coups ne permet pas de différencier la solution à θ de la solution à $\theta \pm 2\theta_c$, dès que la trace est proche de la zone active du détecteur. La simulation montre que ce pic est enrichi en multi-muons. La qualité des données ne permet pas d'aller au-delà de cette simple constatation.

Sur la Figure D-12-b, obtenue des données simulées, la distribution hachurée concerne les angles reconstruits alors que la distribution grisée représente les angles simulés correspondants.

La simulation d'interaction de neutrinos atmosphériques montants à proximité du détecteur conduit à un taux négligeable, de l'ordre de un événement par semaine. Ces événements n'ont pas été recherchés.

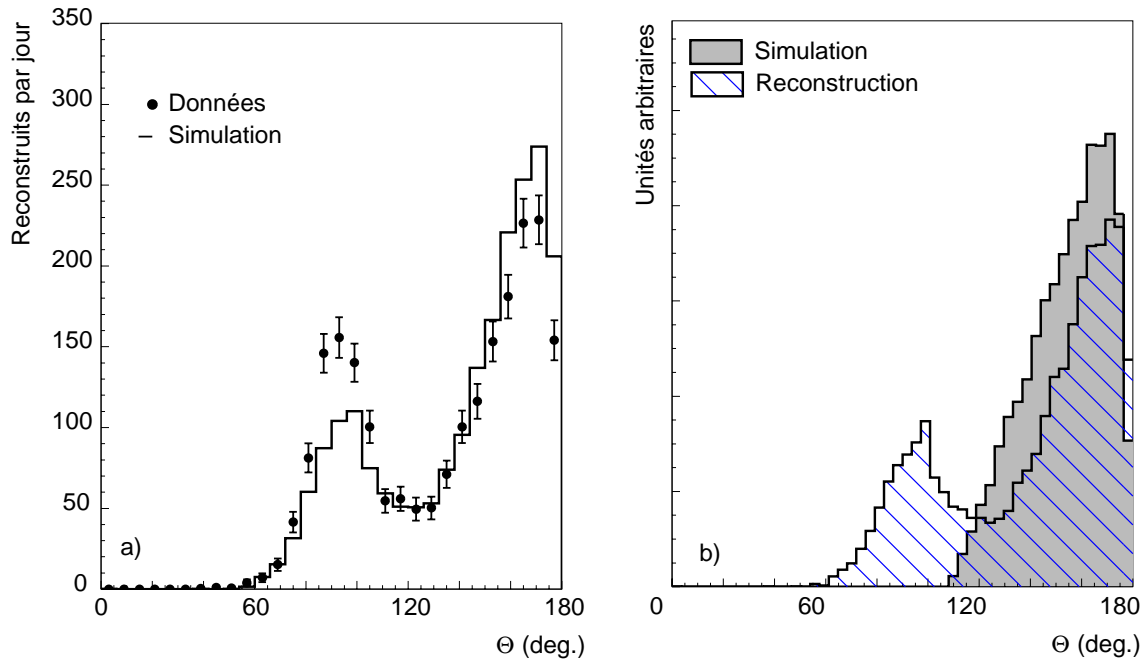


Figure D-12:

a) Distributions angulaires reconstruites pour les données réelles (points) et le Monte Carlo (courbe en trait plein). Les données Monte Carlo ont été normalisée au flux des données réelles.

b) Distribution angulaire des événements reconstruits dans les données simulées (histogramme hachuré) comparé aux vrais angles engendrés (histogramme grisé).

D.4 Conclusions et perspectives

La qualité de la mesure avec la ligne 5 n'est en rien comparable à ce qui sera obtenu avec le détecteur ANTARES :

- le détecteur sera déployé à 2500 m de fond, là où la proportion de multi-muons est bien plus faible ;
- les données seront transmises de façon numérique, évitant ainsi les problèmes rencontrés lors de la présente analyse (déformations et saturation du signal) ;
- tous les photons émis par un muon seront visibles sur chaque photomultiplicateur. Le temps mort de l'acquisition ne permettait ici de n'enregistrer que le premier photon. Dans le détecteur final le temps mort de l'acquisition sera négligeable ;
- le nombre de photomultiplicateur sera sans commune mesure (12 lignes, 90 par ligne), ce qui permettra de déterminer l'angle azimutal ;
- les événements seront reconstruits à l'aide d'un maximum de vraisemblance à 5 paramètres, dont les probabilités tiennent compte des retards en temps induits par la diffusion de la lumière et les particules secondaires émises par les muons de haute énergie.
- à haute énergie, au-delà de 1 TeV, la proportion de lumière Tchénkov émise par les particules secondaires permettra d'estimer l'ordre de grandeur de l'énergie du muon détecté. À basse énergie, le nombre d'étages illuminés, correspondant au parcours du muon dans l'eau, permettront de déterminer l'énergie du muon avec une résolution de quelques GeV, bien adaptée à l'étude du spectre en énergie des neutrinos atmosphériques.

À la fin de l'année 2002, une première ligne sera déployée sur le site ANTARES. Cette ligne sera en tout point identique aux dix lignes qui constitueront le détecteur final, à ceci près qu'elle ne comportera que cinq étages de trois photomultiplicateurs. Elle sera connectée à la côte par le câble

électro-optique final et fera intervenir la totalité des procédures d'acquisition du projet. Là encore, la détection de muons atmosphériques permettra de valider les choix techniques.

Les études Monte Carlo actuelles permettent de quantifier les performances du détecteur final. La résolution angulaire sur les neutrinos ayant produits les muons détectés est de moins de $0,5^\circ$ au-dessus de 10 TeV. Sous ce seuil, elle se dégrade progressivement quand l'énergie décroît car le muon émis n'est plus colinéaire au neutrino (Figure D-13). Cette performance est rendue possible par la très grande longueur de diffusion de la lumière sur le site de l'expérience. Elle devrait permettre d'identifier des neutrinos produits par des émetteurs déjà répertoriés en gammas. À titre d'exemple, un événement est attendu tous les deux ans en provenance d'émetteurs de sursauts gamma, les GRB, avec un bruit de fond de 10^{-2} [54].

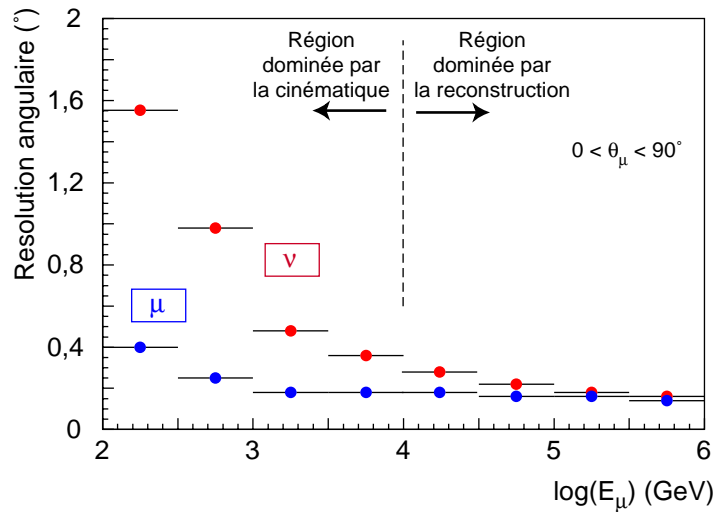


Figure D-13 : La résolution angulaire sur les neutrinos et sur les muons reconstruits. En-dessous de 10^4 GeV la résolution angulaire sur la direction du neutrino est dominée par la cinématique (le muon produit n'étant pas colinéaire au neutrino). Au-delà de cette valeur, la direction du muon est celle du neutrino en bonne approximation, et elle est mesurée avec une précision de $0,4^\circ$ ou mieux.

La Figure D-14 présente la surface effective du détecteur ANTARES ($0,1 \text{ km}^2$ de surface géométrique avec 10 lignes) en fonction de l'énergie Monte Carlo du muon détecté et son angle. À haute énergie, la surface effective après sélection des événements dépasse la surface géométrique.

Cette surface effective peut-être appliquée aux différentes prédictions théoriques pour obtenir le nombre d'événements détectés. Ce nombre varie de 10 à 200 par an au-dessus de 1 TeV d'énergie de muon, pour les fonds diffus de noyaux actifs de galaxie. Mais avec un tel seuil, le nombre de muons montants dus aux neutrinos atmosphériques est encore d'environ 200. Au-delà de 100 TeV, de 6 à une centaine d'événements peuvent être détectés pour un bruit dû aux atmosphériques de seulement 0,3 par an.

À l'horizon 2004, ANTARES sera opérationnel et devrait détecter les premiers muons montants issus de l'interaction des neutrinos atmosphériques dans le détecteur. Si les options choisies s'avèrent satisfaisantes et si les résultats obtenus sont à la hauteur des espoirs présents, la collaboration pourra alors s'engager dans la construction d'un détecteur de 1 km^3 , extension d'un facteur 10 d'ANTARES, qui permettra de repousser les premières limites obtenues en astronomie neutrino.

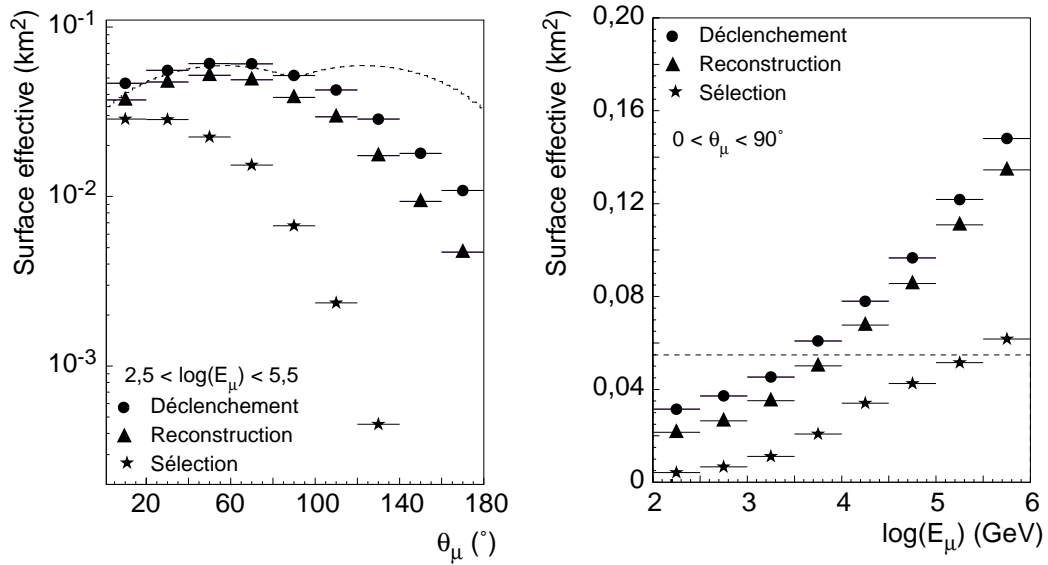


Figure D-14 : Surface effective pour les muons montants, en fonction de l'angle (à gauche) et de l'énergie de ces muons (à droite), au niveau du déclenchement, de la reconstruction et de la sélection (critères de qualité permettant d'éliminer les différents bruits de fond, essentiellement les muons descendants reconstruits comme montants).

E. ACTIVITÉS DE COMMUNICATION ET DE PROMOTION DE LA SCIENCE

Beaucoup de mes activités de communication et de popularisation de la science ont eu lieu dans le cadre de la Société française de physique. J'ai également eu l'occasion de participer à l'organisation de conférences scientifiques de natures différentes. Le texte qui suit retrace les faits les plus marquants de mon implication dans ce domaine.

Activités à la Société française de physique

En janvier 1993, j'ai été nommé «invité permanent» au bureau exécutif, chargé des relations avec les jeunes physiciens. Je suis devenu responsable à l'échelle nationale du débat intitulé «la carrière du physicien» relayé dans les 18 sections locales de la SFP. J'ai démarré ce projet en organisant et en animant à Physique en Herbe 1993 (INSTN, 28 juin au 2 juillet) la table ronde intitulée «Physicists in the Private Sector» [62] (6 intervenants du secteur industriel face à une centaine de jeunes physiciens).

À l'assemblée générale de février 1994, j'ai été élu au bureau de la SFP. Être membre du bureau c'est avant tout participer à toutes les décisions de la Société (grandes manifestations, budget, attribution des prix scientifiques, prises de position sur certaines questions nationales ou internationales, etc.). J'ai poursuivi la coordination de l'action nationale concernant l'emploi des jeunes physiciens. Des colloques rassemblant quelques physiciens de l'industrie et des étudiants ont eu lieu dans les sections locales de Nice, Strasbourg, Lyon, Nantes, Rennes... [63]. J'ai personnellement organisé un tel colloque à l'INSTN au mois de mai (150 participants).

En 1995, en tant que membre du bureau de la division «Particules et Champs» de la SFP (entre 1992 et 1997), j'ai participé à l'organisation d'une journée consacrée aux formations doctorales et aux débouchés des doctorants. J'étais en particulier chargé de contacter les organismes comme le CNPF, l'ANRT, l'ANVAR, ou l'ANDES. En 1998, lors de l'exposition de physique, j'ai organisé le point «Info jeunes» regroupant l'ABG, les associations de doctorants de Montpellier, Caen et Rouen.

À partir de 1995, j'ai mis en place le serveur Web de la SFP (<http://sfp.in2p3.fr>). Ce nouvel outil de communication (à l'époque!) me semblait être un moyen privilégié pour toucher la population des jeunes physiciens. À partir de cette date, j'ai constamment développé ce serveur (architecture, graphisme, mise à jour, formulaires etc.). Début 2001, le serveur contenait plus de 600 pages ou documents. En 1998, le nombre mensuel de visites était de 1500. Il a progressivement augmenté pour atteindre 3000 en 1999, 5500 début 2000 [64].

Depuis le milieu de l'année 2000, le site est visité mensuellement par plus de 10 000 personnes, soit plus de 40 000 pages lues. Cette croissance est due, bien entendu, à l'augmentation du trafic sur Internet mais également à l'hébergement de pages de plus en plus nombreuses et variées : description de la société et adhésions en ligne, informations destinées aux jeunes physiciens, une partie consacrée aux débats de la société, une autre à l'enseignement de la physique dans les lycées. La partie de loin la plus visitée est celle concernant la diffusion des connaissances (les pages de Physique et interrogations fondamentales, Pop Physics, un annuaire de sites Web francophones de popularisation de la physique). À partir de 1999, j'ai mis en place un service «Point Science» (un visiteur pose une question par courrier électronique et reçoit la réponse issue d'un groupe d'une vingtaine de physiciens), et plus récemment une mini-photothèque contenant des images de physique pour la plupart inédites.

En 1998, j'ai créé une liste de diffusion d'informations, «sfp-actu», à laquelle tout visiteur du site

peut s'inscrire librement. Il reçoit alors périodiquement des informations sur la vie de la Société ou sur l'actualité de la physique en France. Cette liste contient environ un millier d'abonnés avec une répartition socioprofessionnelle qui donne une idée du public fréquentant le serveur : 40% de jeunes physiciens, 24% de chercheurs du public ou du privé, 17% d'enseignants de tous les niveaux, des journalistes ou des responsables de la communication, des personnes du grand public.

Ces derniers temps, j'ai créé et dirigé un groupe de travail sur l'image de marque de la SFP, qui a conduit à la création d'un dépliant de présentation de la Société, tiré à 15000 exemplaires.

Popularisation et promotion de la Science

J'ai eu l'occasion de participer à des tournages de films pour la télévision. Un « spot » de quelques minutes sur GALLEX en 1992, et un documentaire sur le Soleil diffusé sur la cinquième au printemps 1997, dans la série « l'aventure des sciences ». En 1997, J'ai été choisi conjointement par la DRHRS et la DCOM (respectivement directions des ressources humaines et de la communication) pour représenter les physiciens des particules dans le projet « les métiers du CEA » (film d'une heure avec un panorama des activités du CEA au travers de l'interview de vingt agents). Ce film est depuis présenté lors des journées portes ouvertes au CEA, à la science en fête dans les centres du CEA, et est utilisé en interne lors de la présentation du CEA aux nouveaux recrutés ou aux nouveaux cadres supérieurs.

J'ai été sollicité par l'INSTN à plusieurs reprises pour rencontrer des professeurs de physique de lycée ou les lycéens eux-mêmes, et leur faire découvrir mes activités, en 1992, 1993 et 1994, avec des séminaires sur GALLEX en 92 et 94. En 1997, j'ai été invité au congrès général de la Société française de physique à présenter la problématique des neutrinos solaires, puis au Service de physique théorique (DSM à Saclay) où j'ai présenté la situation expérimentale de la recherche sur l'oscillation des neutrinos. J'ai également publié un article sur NOMAD dans le bulletin de la SFP [65].

J'ai participé en 1995 à la conception de l'exposition du cinquantenaire du CEA au CERN. À partir de juin 1998, et jusque début 2000, j'ai été membre du comité de rédaction de Scintillations, le journal du DAPNIA diffusé à environ 2000 exemplaires.

Organisation de conférences scientifiques

Ci-dessous, la liste des conférences que j'ai contribué à organiser :

1992 : les toutes premières « journées du jeune chercheur » de la division physique des particules et théories des champs de la SFP (14 au 16 décembre à Aussois, une centaine de participants, essentiellement des doctorants).

1993 : École de Gif 93, « Relativité générale et ondes gravitationnelles », Gif-sur-Yvette, du 13 au 17 septembre 1993 (responsable scientifique de l'école : choix des professeurs, conception de l'affiche, mise au point du programme, collecte des contributions). J'ai été membre du comité d'organisation de l'école de Gif jusqu'en 1997.

1996-1997 : Conférence de Blois, « Neutrinos, dark matter and the Universe ». Mise en place des pages Web, responsable scientifique de la session « neutrinos » et éditeur des comptes-rendus avec F.Vannucci et J.Trân Thanh Vân [66].

1996-1997 : « Physique et Interrogations Fondamentales » de la SFP, « Probabilité et prédiction dans les Sciences ».

1998 : Organisation des journées scientifiques du DAPNIA (Keravel, du 30 mars au 1^{er} avril 98).

1999 : Organisation de TAUP 99 (6 au 10 septembre au Collège de France). Création du serveur W3 de la conférence, collecte et mise sur Internet de la totalité des transparents présentés (2400 transparents, 3500 contributions téléchargées le premier mois).

F. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'étude expérimentale du neutrino a démarré dans les années 50 lorsque les moyens techniques sont devenus suffisants pour observer les interactions de cette particule sensible uniquement à l'interaction faible. Les premiers résultats des expériences de détection des neutrinos solaires ont rapidement mis en évidence un désaccord avec les prédictions théoriques, interprété dans les années 80 et 90 comme une oscillation entre différents états de masse. Le neutrino est alors apparu comme la particule idéale pour sonder la physique au-delà du modèle standard dans lequel cette particule est de masse nulle, la seule indication expérimentale permettant une extension du secteur du boson de Higgs. Des neutrinos massifs permettraient également de contribuer à une partie de la matière noire dans l'Univers. Ils pourraient aussi avoir des conséquences dans la partie leptonique de la baryogenèse et pourrait ainsi apporter une explication à l'asymétrie matière antimatière observée dans notre Univers.

Toutes les expériences de détection des neutrinos solaires (Davis, GALLEX, SAGE, SNO, Kamio-kande puis Superkamiokande) mesurent un déficit de ν_e en provenance du Soleil. L'analyse des résultats suppose en général, et en première approximation, que les saveurs de neutrino se couplent deux à deux, et que la hiérarchie des masses respecte celle observée pour les leptons chargés et les quarks, c'est-à-dire $m(\nu_e) \ll m(\nu_\mu) \ll m(\nu_\tau)$. Dans ce cas les expériences de détection des neutrinos solaires observeraient des oscillations de ν_e en ν_μ . Dans le domaine des neutrinos atmosphériques, Superkamiokande favorise une oscillation de ν_μ en ν_τ , n'observant pas de déformation du spectre angulaire des ν_e . Ce signal d'oscillation est confirmé par d'autres expériences détectant les neutrinos atmosphériques. Quant à l'observation par LSND d'interactions d'antineutrinos électrons à partir d'un faisceau qui en est originellement dépourvu, aucune expérience n'est venue confirmer ce résultat jusqu'à ce jour.

La partie G contient des éléments qui peuvent être nécessaires à la compréhension des paragraphes qui suivent. La Figure F-1 (page suivante) regroupe les contours d'exclusion ou les indications d'oscillation de la majorité des expériences passées ou futures dont il sera question dans la suite.

Neutrinos solaires

L'expérience SNO a apporté ces derniers mois des éléments décisifs dans la compréhension du problème des neutrinos solaires.

Le 18 juin 2001, des premiers résultats ont démontré que le déficit des neutrinos solaires est dû aux propriétés des neutrinos et non pas à une prédiction erronée des modèles solaires [73]. Cette affirmation est fondée sur l'utilisation conjointe de deux réactions pour la détection des neutrinos, essentiellement ceux du Bore-8. La première (ES), également utilisée par Superkamiokande, observe le rayonnement Tchénkov des électrons de recul lors de la diffusion élastique des neutrinos sur l'eau lourde du détecteur, $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$. Cette réaction est sensible aux ν_e et, dans une moindre mesure, aux autres saveurs. Le taux d'interaction mesuré peut s'écrire schématiquement : $\rho_{ES} \approx \phi_e + 0,14(\phi_\mu + \phi_\tau)$, les variables ϕ_α , $\alpha=\{e,\mu,\tau\}$, représentant les flux incidents pour chacune des saveurs. La seconde réaction (CC) permet uniquement d'observer les ν_e , $\rho_{CC} \approx \phi_e$, par interaction sur le deutérium des 1000 tonnes d'eau lourde du réservoir-cible : $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ (l'électron est détecté via son rayonnement Tchénkov). Le flux déduit de ρ_{CC} est bien inférieur aux prédictions théoriques, ce qui correspond à un déficit en ν_e . Le taux ρ_{ES} correspond à ce qui est attendu dans l'hypothèse où les ν_e manquants se retrouvent en ν_μ ou en ν_τ . Sa valeur est compatible avec le résultat de SuperKamiokande [68][69]. En utilisant ρ_{CC} de SNO, et la valeur bien plus précise de Superkamiokande pour ρ_{ES} , le niveau de confiance sur l'hypothèse de non-oscillation des ν_e atteint $3,3 \sigma$ ($1,6 \sigma$ seulement si on prend ρ_{ES} mesuré par SNO).

Ce résultat a été confirmé de façon éclatante le 20 avril 2002 [74][75] en analysant les données recueillies via la réaction de courant neutre (NC) : $\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x$. Cette réaction a l'avantage de présenter une section efficace identique pour toutes les saveurs¹⁹, $\sigma_{\text{NC}} \approx \phi_e + \phi_\mu + \phi_\tau$. Le flux mesuré est en parfait accord avec les prédictions des modèles solaires. C'est la première fois que le flux de neutrinos du Soleil, toutes saveurs confondues, est mesuré de façon directe.

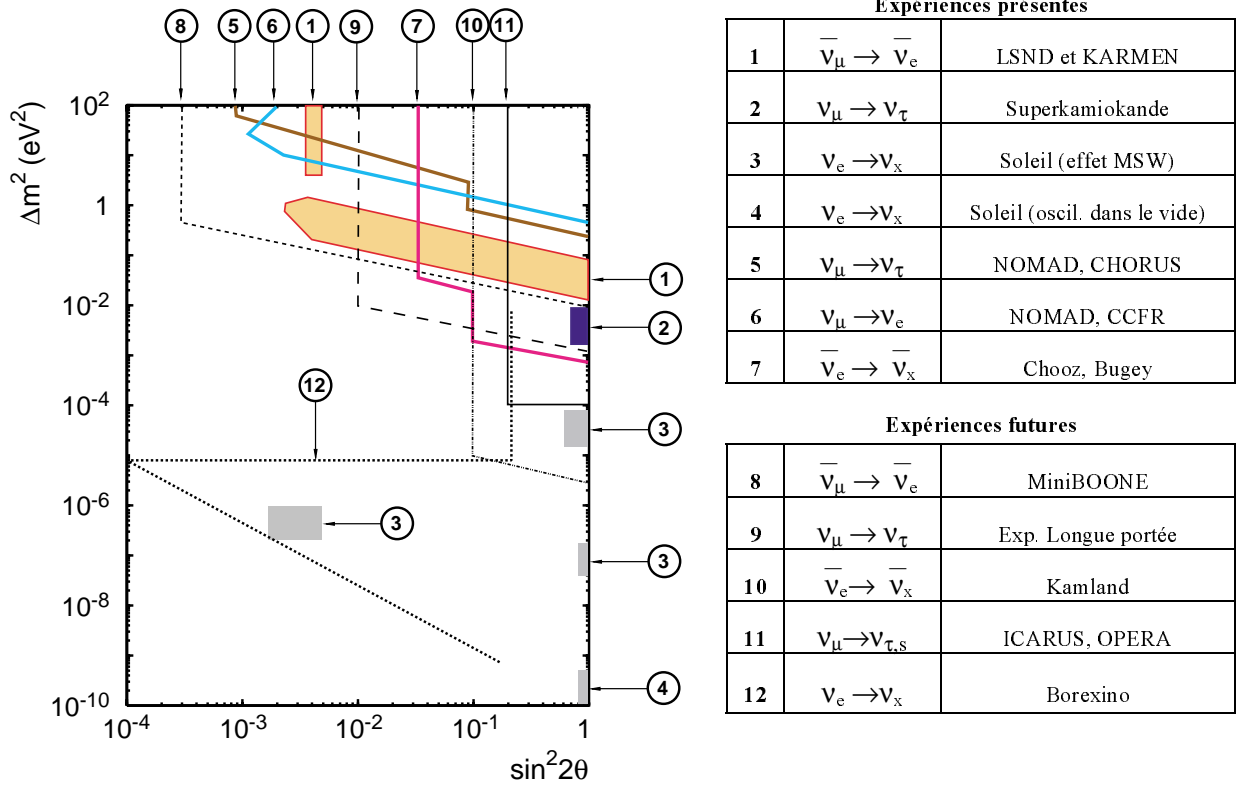


Figure F-1 : Les contours de la majorité des expériences passées ou futures (oscillations à deux familles). Les zones pleines correspondent à des indications d'oscillation pour le canal donné. Les contours correspondent à des limites d'exclusion.

En combinant les flux mesurés à l'aide de ces trois réactions, il peut être conclu que le flux de neutrinos autres que ν_e ayant interagit dans le détecteur est non nul à $5,3 \sigma$. Les neutrinos solaires sont donc bien produits comme attendus mais se transforment lors de leur trajet vers la Terre.

La Figure F-2, issue de la référence [72], présente les contours du diagramme $(\Delta m^2, \text{tg}^2\theta)$ présentant les résultats expérimentaux pour des oscillations à deux familles (le couplage du ν_e au ν_τ est négligé), juste après les premiers résultats de SNO en juin 2001. Sur ce diagramme, cinq zones restent possibles²⁰ :

- SMA (Small Mixing Angle, $\Delta m^2 \sim 10^{-5} \text{ eV}^2$)
- LMA (Large mixing angle, $\Delta m^2 \sim 10^{-4} \text{ eV}^2$)
- LOW et QUASI-VACUUM (bas Δm^2 et oscillations MSW dans un domaine proche de celui des oscillations sans effet de matière, Δm^2 entre 10^{-7} et 10^{-9} eV^2)

¹⁹ Le neutron est absorbé par les atomes de deutérium, ce qui conduit à des émissions secondaires observables dans le détecteur.

²⁰ De nouveaux contours ont été publiés depuis, en particulier à l'issue des tout derniers résultats de SNO. Ils ne sont pas qualitativement différents de ceux-ci.

- VACCUM (oscillations dans le vide, sans effet MSW, $\Delta m^2 \sim 10^{-10} \text{ eV}^2$).

Les limites obtenues de l'expérience CHOOZ sont incluses dans ce diagramme. Elles ont pour effet d'éliminer la partie supérieure de la solution LMA. La prise en compte des effets jour-nuit dans Superkamiokande ou dans SNO [75] élimine les solutions VACUUM et SMA.

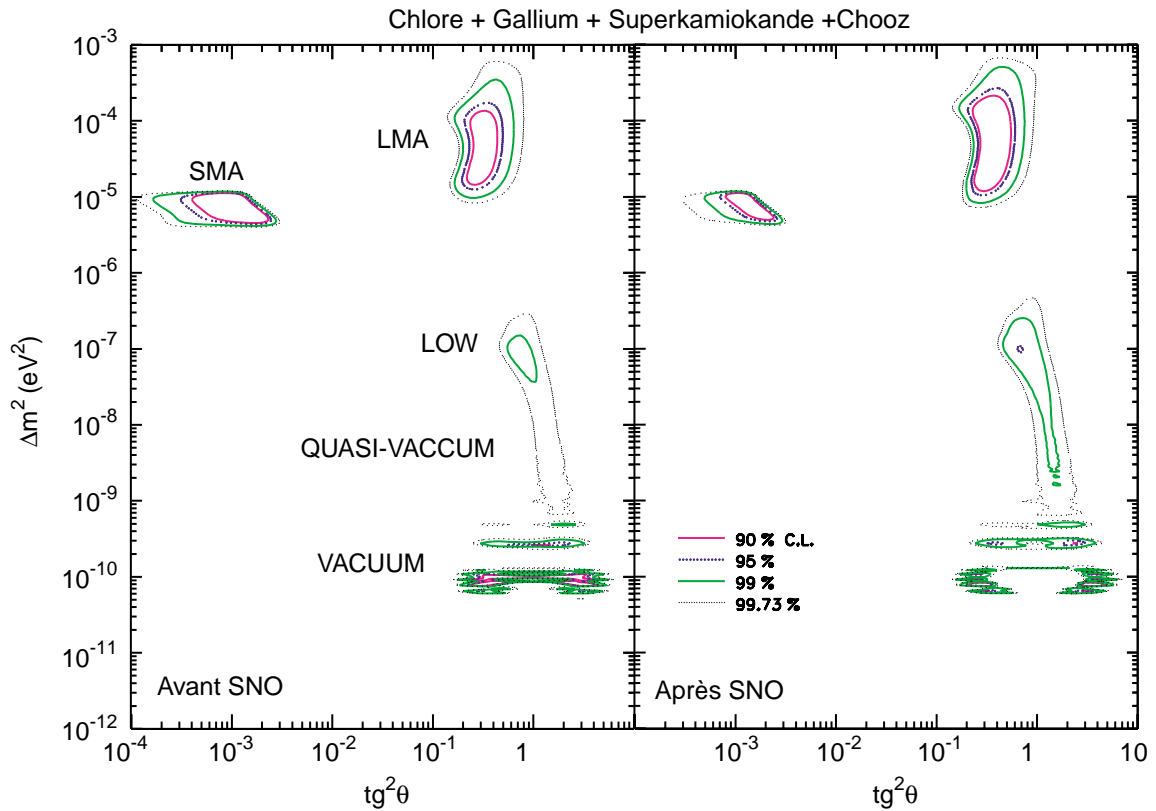


Figure F-2 : Diagramme des paramètres (Δm^2 , $\text{tg}^2\theta$) expliquant les résultats obtenus de l'ensemble des expériences de détection des neutrinos solaires (Chlore, gallium, Superkamiokande), avant et après les résultats de SNO en juin 2001. Cinq zones restent accessibles : SMA (Small Mixing Angle), LMA (Large Mixing Angle), LOW et QUASI-VACCUM (bas Δm^2 et oscillations MSW dans un domaine proche de celui des oscillations sans effet de matière) et VACCUM (oscillations dans le vide, sans effet MSW).

L'apport essentiel de SNO est donc bien d'avoir fait la preuve expérimentale de l'oscillation des neutrinos. Cette expérience ne permettra pas de mesurer à elle seule les paramètres des oscillations.

Les futures expériences devront confirmer le résultat obtenu par SNO et observer une signature directe de l'oscillation. Cette signature pourrait être une variation temporelle du signal (la distance Terre-Soleil et l'activité solaire sont variables) ou une déformation du spectre des différentes composantes. Ceci devrait permettre de restreindre les domaines possibles pour les paramètres des oscillations et, en final, de les mesurer précisément. Il reste également à déterminer la composition en saveur des neutrinos arrivant dans les détecteurs, afin d'étudier la présence éventuelle de neutrinos stériles ou encore de mesurer le couplage des ν_e aux ν_τ . Les premiers résultats devraient provenir de Borexino et Kamland.

Borexino détecte les neutrinos lors de leur diffusion élastique sur les électrons de 300 tonnes de liquide scintillant. L'énergie minimale de détection des électrons dans la réaction $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ est 250 keV, ce qui devrait permettre d'observer la raie à 863 keV du ${}^7\text{Be}$ (Cf. Figure B-1). Sauf dans le cas de la solution SMA où cette contribution est quasiment nulle. Borexino devrait commencer sa prise de données en 2003. Les antineutrinos produits par les réacteurs des centrales nu-

clés françaises, à 800 km ou plus de distance, pourraient également être observés ($\Delta m^2 \approx 10^{-5} - 10^{-6} \text{ eV}^2$).

Kamland est un détecteur de 1000 tonnes de liquide scintillant observant les interactions des $\bar{\nu}_e$ électrons émis par les centrales nucléaires japonaises, situées entre 140 et 200 km de distance. Cette expérience est donc sensible à des Δm^2 de l'ordre de 10^{-5} eV^2 (Figure A-1). Kamland devrait présenter des résultats fin 2002.

Enfin, de nombreux autres projets sont à l'étude. Ils détectent les neutrinos solaires soit par diffusion élastique, soit par réaction β -inverse (comme dans GALLEX). La plupart d'entre elles se destinent à la détection en temps réel des neutrinos pp. Parmi les programmes de recherche et développement les plus avancés figurent les expériences suivantes :

- LENS (β -inverse ; différents isotopes sont étudiés dont l'isotope $A = 115$ de l'indium) ;
- XMASS (dans la mine de Kamioka, diffusions élastiques sur 10 tonnes de xénon liquide, détection de la scintillation de la cible) ;
- HELLAZ (diffusions élastiques dans une TPC de 4000 m^3 à l'argon-méthane) ;
- HERON (diffusions élastiques sur 20 tonnes d'hélium superfluide).

Neutrinos atmosphériques

Le flux des neutrinos atmosphériques est étudié de façon intensive depuis les années 80. A cette époque, ils constituaient un bruit de fond sérieux pour les expériences recherchant la désintégration du proton. Une première anomalie dans ce flux a été détectée en 1988 par Kamiokande. Entre 1989 et 1995, deux expériences à calorimètre, Fréjus et NUSEX, déclaraient observer des flux de ν_e et ν_μ conformes aux prédictions théoriques. En 1991, l'expérience IMB, un détecteur Tchérénkov, confirme l'anomalie observée par Kamiokande. La polémique grandit sur un éventuel biais expérimental lié à l'utilisation de l'effet Tchérénkov ou de calorimètres pour la détection des neutrinos.

En 1994, Kamiokande confirmait ses mesures. Mais il fallut attendre 1998 pour que Superkamiokande, 50 fois plus volumineux, produise des résultats qui font désormais l'unanimité : une diminution du flux des ν_μ et une distorsion de leur spectre angulaire, avec une distribution de l'angle zénithal des ν_e conforme aux prédictions [69]. Les ν_μ oscilleraient donc en ν_τ avec un Δm^2 de l'ordre de $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ et un angle de mélange maximal ($\sin^2 \theta \approx 1$, dans un scénario à deux familles). Ce résultat est maintenant confirmé par MACRO et Soudan 2, deux expériences à calorimètre. Il est à noter que la valeur de Δm^2 obtenue par l'expérience Kamiokande était 10 fois plus grande, ce qui à l'époque avait favorisé les projets d'expérience à longue distance comme K2K. Avec la valeur de Δm^2 mesurée par Superkamiokande, ces expériences sont à la limite de ce qui est requis pour mettre ce résultat à l'épreuve (Cf. Figure F-1).

En outre, les données de Superkamiokande excluent à 99% de niveau de confiance l'oscillation de ν_μ en neutrino stérile. L'analyse tient compte du fait que les neutrinos stériles n'interagissent pas à la traversée de la terre, contrairement aux ν_μ . Cette dissymétrie induit des effets de matière qui ne sont pas reproduits par les données. MACRO obtient des limites similaires. De même, la disparition des ν_μ par désintégrations est exclue à plus de 99% de degré de confiance.

Ces résultats sont d'une telle importance qu'ils nécessitent d'être confirmés par d'autres expériences, sensibles à la même région des paramètres. La première confirmation semble provenir de l'expérience K2K [70].

K2K n'est autre que la détection dans Superkamiokande des ν_μ produits par un accélérateur à KEK, à 250 km de distance. L'énergie moyenne des neutrinos (ν_μ à 98%) est de 1,3 GeV, inférieure au seuil de production du lepton τ (1,8 GeV). Les interactions en courants chargés des ν_τ résultants de l'oscillation des ν_μ ne peuvent donc pas être observées. Le résultat de Superkamiokande pourrait être confirmé en observant la distorsion caractéristique du spectre en énergie des ν_μ du faisceau qui n'ont pas oscillé. Pour étudier cette distorsion, un détecteur de 1 kt similaire à Kamiokande, à

proximité de l'accélérateur, permet de déterminer les caractéristiques du faisceau initial de neutrinos. Les premiers ν_μ ont été détectés le 19 juin 1999. Le nombre attendu d'événements est 64 ± 8 (stat.) ± 7 (syst.), sans oscillation, et 41,5 pour la solution préférée de Superkamiokande. Le nombre d'événements observé est 44, ce qui semble donc confirmer l'observation de Superkamiokande, et dans tous les cas, établi une probabilité de non-oscillation inférieure à 5 %. Pour que ce second résultat soit confirmé, il faut, bien entendu, attendre d'avoir une statistique plus importante.

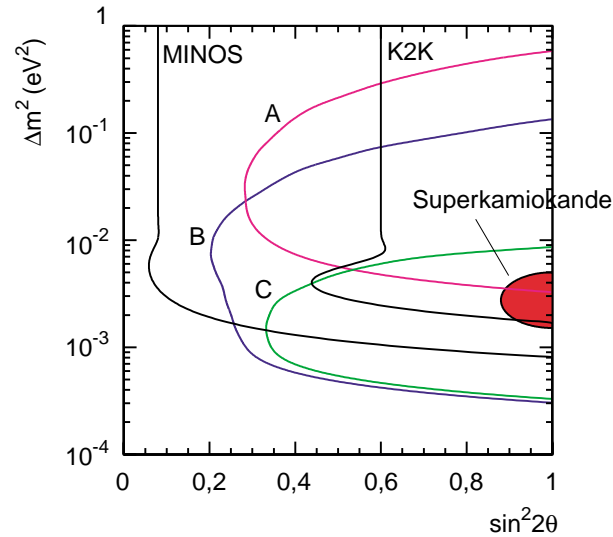


Figure F-3 : Sensibilités obtenues après trois ans de prise de données pour respectivement K2K, MINOS et ANTARES. Dans le cas d'un signal dans l'une de ces expériences, la précision sur la mesure des paramètres sera comparable à celle de Superkamiokande (zone grisée). Pour ANTARES, 3 analyses différentes sont représentées : étude de la distribution angulaire pour des événements touchant plusieurs lignes (courbe A), étude de la distribution en E/L (énergie reconstruite sur distance parcourue dans la Terre) pour des événements ayant touché une ou plusieurs lignes (courbe B), et pour ces même événements partiellement contenus (courbe C).

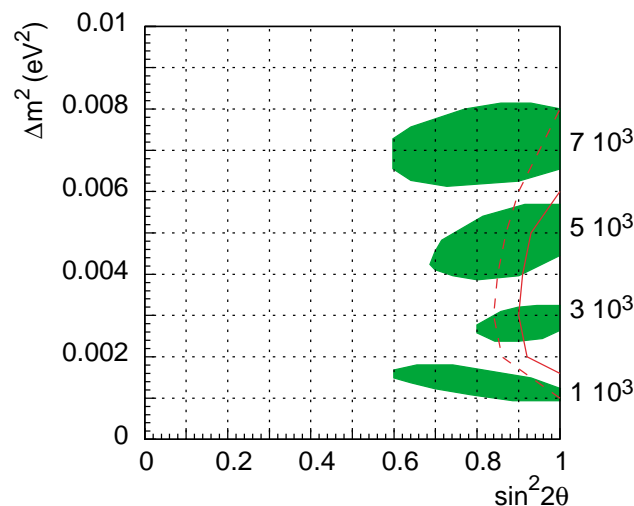


Figure F-4 : Contours de mesure pour ANTARES, à 90% de niveau de confiance, pour un angle de mélange maximal et 4 valeurs différentes de Δm^2 (à droite de la figure). Ces résultats pourraient être obtenus après quatre ans de prise de données. Les contours de Superkamiokande à 90 et 99% de niveau de confiance sont également présentés.

Si la mesure de K2K est confirmée, il restera à mesurer avec précision les paramètres d'oscillation,

à vérifier que l'oscillation est bien de type ν_μ vers ν_τ , et éventuellement à mesurer le couplage du ν_μ au ν_e en observant les interactions correspondantes. Mais pour cela il faut déterminer avec précision la contamination intrinsèque du faisceau en ν_e , et éliminer les faux événements.

L'expérience MINOS devrait démarrer en 2004. MINOS est un calorimètre (fer et scintillateurs) situé dans la mine de Soudan, à 730 km de Fermilab. Le faisceau de ν_μ a 3 GeV d'énergie moyenne, ce qui est supérieur au seuil de production du τ . Mais la méthode de détection ne permettra pas de les observer directement. La mesure du rapport des courants neutres sur les courants chargés pourra permettre de déterminer le mode d'oscillation. En effet les ν_τ produisent un excès détectable de muons, visibles dans les chambres en aval du calorimètre, alors que les électrons, produits lors de l'interaction en courant chargé de ν_e (ou de la désintégration de τ) ne s'en échappent pas. Le défi à relever ici est de mesurer avec précision de si basses énergies dans le calorimètre et de maîtriser l'extrapolation du spectre à si grande distance, afin d'extraire les valeurs des paramètres d'oscillations.

Les expériences ICARUS et OPERA pourraient commencer leur prise de données en 2005, dans le laboratoire du Gran Sasso. Le faisceau de ν_μ sera produit au CERN à 732 km de distance, avec une énergie de l'ordre de 20 GeV. OPERA est un détecteur hybride avec une cible composée de plusieurs plans d'émulsions photographiques précédées de 1 mm de plomb, intercalées avec des plans de détection qui permettent de retrouver l'interaction des ν_τ dans la cible. Les ν_τ pourraient être identifiés via la cassure caractéristique de la désintégration du τ dans la trace du lepton détecté lors d'une interaction en courant chargé. ICARUS est un ensemble de modules TPC à argon liquide. Les interactions de ν_τ y seront isolées à partir de considérations cinématiques comme dans NOMAD. Si les contaminations en ν_e et ν_τ du faisceau sont bien maîtrisées, l'oscillation en ν_e pourrait être également observée. Dans ce cas, la désintégration du τ en électron pourrait devenir une source de bruit de fond. La statistique attendue dépend de la vraie valeur de Δm^2 qui pourra avoir été déjà mesurée avec précision, en particulier par Superkamiokande.

Enfin, les premières études Monte Carlo montrent qu'ANTARES pourrait détecter l'interaction de neutrinos atmosphériques montants avec une précision suffisante pour atteindre le domaine favorisé par Superkamiokande. En effet, dans la gamme d'énergie des neutrinos atmosphériques, de 5 à 500 GeV, les muons induits sont contenus et leur énergie est déterminée par la mesure de leur parcours dans l'eau. Cette démarche est complémentaire des autres expériences existantes ou à venir avec la particularité d'étudier des neutrinos ayant oscillé sur le diamètre terrestre (13000 km). La sensibilité attendue est représentée sur la Figure F-3, avec 3 analyses différentes : étude de la distribution angulaire pour des événements touchant plusieurs lignes (courbe A), étude de la distribution en E/L (énergie reconstruite sur distance parcourue dans la Terre) pour des événements ayant touché une ou plusieurs lignes (courbe B), et pour ces mêmes événements partiellement contenus (courbe C). S'il n'y a pas d'oscillations, ANTARES pourrait détecter 4000 événements par an, 25% d'entre eux étant contenus ou partiellement contenus. La Figure F-4 présente les contours de mesures obtenus après quatre ans de prise de données pour 4 valeurs différentes de Δm^2 proches de celle mesurée par Superkamiokande. En cas d'oscillations, ANTARES devrait donc pouvoir améliorer la précision sur la valeur de Δm^2 mesurée par Superkamiokande. Le détecteur Baïkal a un volume fiduciel trop faible pour étudier les oscillations de neutrinos atmosphériques. La collaboration AMANDA n'a pour l'instant publié aucun chiffre dans ce domaine.

Neutrinos auprès des accélérateurs

Dans l'expérience LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector, à Los Alamos, aux États-Unis), des protons de 800 MeV interagissent dans une cible d'eau, y produisent des gerbes hadroniques. De celles-ci sont essentiellement²¹ issus des π^+ qui se désintègrent en μ^+ , conduisant eux-mêmes à

²¹ Les π^- , dès le départ 8 fois moins nombreux que les π^+ , sont capturés sur les couches atomiques et interagissent avec le noyau. Seuls 5% d'entre eux peuvent se désintégrer. Les μ^- issus de la désintégration des π^- sont, pour la plupart, arrêtés

la production de ν_e , de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$, avec des énergies entre 0 et 53 MeV. À 30 mètres de là, un réservoir cylindrique contenant 167 tonnes d'huile minérale dopée d'un scintillateur, a pour but d'observer l'interaction de $\bar{\nu}_e$, originellement absents du faisceau. Ces antineutrinos interagissent via $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$, le positron émettant de la lumière Tchérénkov puis se désintégrant en deux photons. La capture du neutron produit un autre photon, retardé. La coïncidence des deux dépôts d'énergie caractérise le signal. Cette expérience utilise donc un processus de détection complexe, assujéti à de nombreux bruits de fond (par exemple, $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow e^+ + {}^{12}\text{C}$, lié au faisceau).

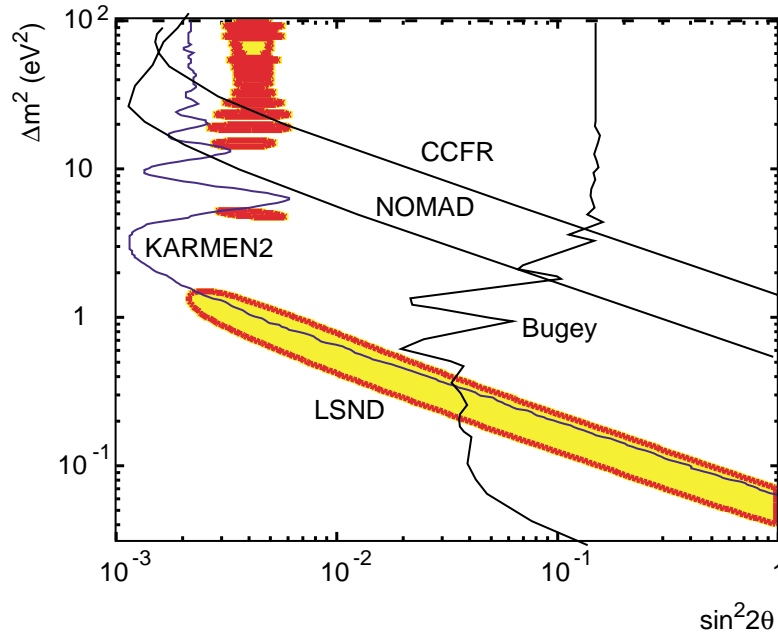


Figure F-5 : Zone du diagramme $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ expliquant les résultats de LSND ainsi que les contours d'exclusion d'autres expériences, dont KARMEN, expérience similaire à LSND.

Depuis 1995, LSND déclare observer un excès d'une vingtaine de $\bar{\nu}_e$ dans ses données, interprété comme une oscillation $\bar{\nu}_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_e$ [71]. La région des paramètres favorisée par l'analyse est présentée sur la Figure F-5 ainsi que les zones exclues par différentes expériences : CCFR, NOMAD, Bugey et KARMEN. KARMEN est une expérience similaire à LSND à la différence près qu'elle utilise un faisceau de proton pulsé, ce qui constitue une contrainte supplémentaire. La seule zone permise est donc aux alentours de $\Delta m^2 = 0,2 \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta = 0,01$.

Les mesures actuelles ne permettent pas de confirmer ou d'infirmer ce résultat et toutes les expériences couvrant ce domaine du diagramme $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ sont maintenant arrêtées. Il faut attendre le démarrage de l'expérience MINIBOONE en 2002 pour en savoir plus. MINIBOONE fonctionnera sur le même principe que LSND avec des neutrinos de l'ordre du GeV et une distance à la cible de 500 mètres. Le détecteur est un réservoir sphérique de 12 mètres de diamètre entouré d'un millier de photomultiplicateurs et contenant 807 tonnes d'huile minérale, dopée avec un scintillateur. Les défis à relever sont de même nature que dans LSND : maîtriser les contaminations intrinsèques du faisceau et les bruits de fond, qu'ils soient liés aux interactions du faisceau ou à l'environnement extérieur (rayonnement cosmique en particulier).

dans la cible et capturés sur une orbite atomique. Ces μ^+ vont alors se désintégrer sans émission de $\bar{\nu}_e$: $\mu^+ + p \rightarrow \nu_\mu + n$. Finalement, la contamination en $\bar{\nu}_e$ du faisceau par rapport au ν_e est de l'ordre de $8 \cdot 10^{-4}$.

Ne disposant a priori que de trois familles de neutrinos légers, et en écartant l'hypothèse de neutrinos lourds ou stériles (ces derniers étant déjà en partie exclus par les analyses de Superkamio-kande), le modèle d'oscillation des neutrinos ne permet de construire que deux écarts de masses carrées. Or Δm^2 est de l'ordre de 10^{-3} , 10^{-5} et 1 eV^2 pour respectivement les oscillations observées en neutrinos atmosphériques, neutrinos solaires et pour LSND. L'un de ces résultats serait donc faux.

Les expériences de neutrinos solaires existent maintenant depuis plusieurs décennies et les derniers résultats de SNO semblent démontrer pour la première fois que les neutrinos oscillent, probablement de ν_e en ν_μ . Dans le domaine des neutrinos atmosphériques, l'anomalie observée par Kamio-kande, puis Superkamiokande, par MACRO et SOUDAN, est en passe d'être définitivement confirmée par K2K. Dans ce cas il s'agirait d'une oscillation de ν_μ en ν_τ . Dans ce contexte, il est remarquable que, jusqu'à ce jour, seuls les résultats de LSND n'aient pu être confirmés. L'expérience Mini Boone devrait permettre de trancher rapidement.

KAMLAND devrait observer des oscillations si les neutrinos solaires oscillent avec les paramètres de la solution LMA. Dans le cas contraire, Borexino devrait permettre de trancher entre les autres solutions. Les projets de détection de neutrinos solaires en temps réel, comme LENS et HELLAZ devraient permettre de mieux comprendre les oscillations des neutrinos solaires et l'effet MSW.

L'expérience CHOOZ a déterminé des limites sur la possibilité d'oscillation des $\bar{\nu}_e$ produits par un réacteur nucléaire. Elle obtient une valeur maximale de l'angle de mélange θ_{13} (Cf. partie G) de l'ordre de 10° . Les expériences MINOS aux États-Unis, ICARUS et OPERA en Europe, devraient pouvoir mesurer le Δm^2 observé pour les neutrinos atmosphériques avec une précision de l'ordre de 10 %. MINOS pourrait diminuer la limite obtenue par Chooz sur l'angle de mélange en atteignant 5° .

Dans la décennie qui vient, tout un ensemble d'expériences devrait déterminer avec précision les paramètres des oscillations, et préciser le schéma d'oscillation complet à trois familles. Parmi celles-ci, les projets de super-faisceaux et d'usine de neutrinos sont particulièrement prometteurs.

Les usines de neutrinos sont des anneaux de stockage de muons avec des énergies de 20 à 50 GeV. Les muons se désintègrent en ν_μ et $\bar{\nu}_e$ (les antimuons en $\bar{\nu}_\mu$ et ν_e). Ces neutrinos sont détectés à plusieurs milliers de kilomètres. L'oscillation des $\bar{\nu}_e$ en $\bar{\nu}_\mu$ est observée par la détection des μ^+ produits lors des interactions en courant chargé. Ce signal est facilement isolé du fond qui est constitué des μ^- produits par les interactions de ν_μ .

Ces dispositifs expérimentaux sont capables de produire des neutrinos et des antineutrinos et permettent de déterminer complètement la hiérarchie de masse et de mesurer la valeur de la phase caractérisant la violation de CP à partir du rapport R,

$$R = \frac{P_{\text{matière}}(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu)}{P_{\text{matière}}(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)} \approx \frac{N(\mu^+)}{N(\mu^-)}$$

L'évolution de ce rapport en fonction de la distance du détecteur à la source est présentée sur la Figure F-6 (la partie G explique brièvement le formalisme qui conduit à ce résultat).

Ces projets ambitieux ne pourront voir le jour que si l'oscillation des ν_μ en ν_τ est confirmée dans le domaine des neutrinos atmosphériques, et si l'angle de mélange pour les oscillations de ν_e , comme étudiées par CHOOZ, n'est pas trop petit (équation (42), partie G). Ils réclament de plus un important programme de recherche et développement, en particulier pour la réalisation de faisceau primaire de protons de très haute intensité. Cet effort de développement pourrait être mis à profit à plus court terme pour produire des « superfaisceaux » de neutrinos. Ces faisceaux, très intenses en comparaison de la technologie actuelle, permettraient d'atteindre des limites sur l'angle de mélange θ_{13} de moins de un degré, pourvu d'avoir un rapport énergie sur portée qui maximise les oscilla-

tions. Plusieurs projets sont à l'étude au Japon (du site JHF vers Superkamiokande), aux USA (du FNAL ou de BNL vers, par exemple, la mine de Homestake) et plus récemment en Europe (faisceau du CERN vers le laboratoire souterrain de Modane).

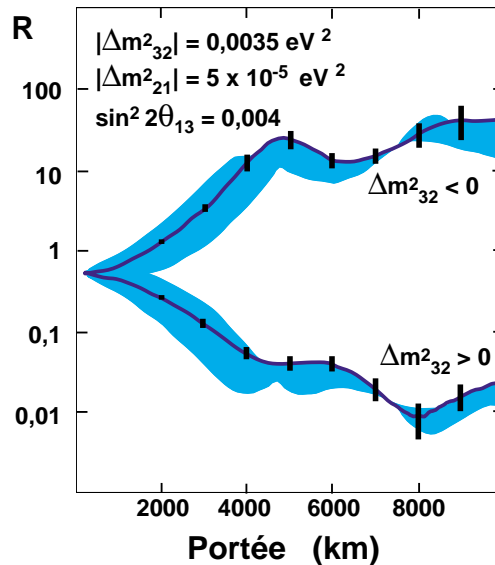


Figure F-6 : Rapport R du nombre de muons ayant un signe opposé à celui attendu pour des faisceaux incidents de ν_μ ou de $\bar{\nu}_\mu$ (signature d'une oscillation de ν_e en ν_μ ou de $\bar{\nu}_e$ en $\bar{\nu}_\mu$). Les courbes sont obtenues pour un faisceau de 20 GeV en fonction de la distance entre la source et le détecteur, en supposant que les expériences de détection des neutrinos solaires mesurent un Δm^2 correspondant à LMA, et une valeur de Δm^2_{32} proche de celle mesurée pour les neutrinos atmosphériques. La valeur de $\sin^2 2\theta_{13}$ (limite de Chooz) pourrait être mesurée indépendamment et a été fixée ici à 0,004. Les deux courbes principales montrent comment la mesure de R permet de déterminer le signe de Δm^2_{32} . L'élargissement des courbes provient des variations possibles de la valeur du paramètre de violation de CP. Les barres d'erreur présentées sont obtenues de la simulation d'un détecteur de 50 kt avec un flux incident de 10^{21} neutrinos (tiré de [77]).

La physique des oscillations du neutrino serait donc en train de passer de sa première phase, exploratoire, à une deuxième phase que l'on pourrait qualifier de « métrologique » (bien que des surprises soient toujours possibles). Cette mutation est comparable à celle observée au début des années 80 où, après la découverte des bosons intermédiaires prédits par le modèle standard électrofaible, le LEP fut construit pour en déterminer précisément ses paramètres.

Les neutrinos « domestiqués » peuvent maintenant servir d'outils pour l'exploration du Cosmos. C'est le défi que tentent de relever les collaborations actuelles, Baïkal, Amanda, Nestor, Némoto et Antares. D'ici à 10 ans, les études de faisabilité terminées, les prototypes construits, un observatoire de neutrinos de haute énergie de 1 km^3 devrait voir le jour, quelque part sous l'eau ou sous la glace. Il permettra d'explorer avec des yeux différents, les parties jusqu'ici invisibles de l'Univers.

G. ANNEXE : RAPPELS SUR L'OSCILLATION DES NEUTRINOS

Il ne fallut pas plus d'un an après la première publication des résultats de Davis pour que l'hypothèse de l'oscillation des neutrinos surgisse [67]. D'abord limité aux oscillations dans le vide, dans lesquelles les différentes saveurs de neutrinos sont un mélange périodique avec le temps de trois états propres de masse, ce phénomène a connu un regain d'intérêt en 1985 avec la découverte que des phénomènes résonants peuvent avoir lieu dans la matière. Ce processus, dû à la diffusion des ν_e sur les électrons de la matière, est l'effet MSW, des initiales des trois physiciens Mikheyev, Smirnov et Wolfenstein, qui en eurent pour la première fois l'idée [9].

Dans l'hypothèse de l'oscillation des neutrinos, les états de saveur ν_e , ν_μ et ν_τ s'écrivent comme la combinaison linéaire de trois états propres de masse ν_1 , ν_2 et ν_3 . Cette annexe a pour objet de rappeler très brièvement les hypothèses qui sous tendent les oscillations des neutrinos, en se limitant à deux familles, tout d'abord dans le vide, puis dans la matière, avec en particulier quelques mots sur l'effet MSW dans le Soleil. Ce chapitre se termine par un aperçu sur la façon dont les oscillations peuvent être interprétées dans le cadre plus général de trois familles de leptons.

Dans tout ce qui suit, les unités utilisées sont telles que $\hbar = c = 1$.

G.1 Oscillations à deux familles

Dans le cas à deux familles, la relation entre les états propres de masse ν_1 et ν_2 et les états propres de saveur, par exemple ν_e et ν_μ , s'écrit par l'intermédiaire d'une matrice unitaire qui ne possède qu'un seul paramètre θ , $0 \leq \theta \leq \pi/4$, appelé angle de mélange :

$$(22) \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

Dans ces conditions, l'évolution d'un neutrino ν_e produit à l'instant $t = 0$ s'écrit,

$$(23) \quad |\nu_e(t)\rangle = |\nu_1(0)\rangle \cos\theta e^{-iE_1 t} + |\nu_2(0)\rangle \sin\theta e^{-iE_2 t}$$

E_1 et E_2 diffèrent par le fait que les masses m_1 et m_2 associées aux états $|\nu_1\rangle$ et $|\nu_2\rangle$ sont différentes. En négligeant les masses face aux énergies, et en supposant les quantités de mouvement identiques, la probabilité pour un ν_e de rester un ν_e s'écrit sous la forme suivante :

$$(24) \quad P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = |\langle \nu_e(0) | \nu_e(t) \rangle|^2 = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \pi \frac{L}{L_\nu}$$

où $L \approx ct$ désigne la distance parcourue et L_ν est la longueur d'oscillation dans le vide, exprimée en mètres (dans cette équation $E = E_1 = E_2$) :

$$(25) \quad L_\nu = \frac{4\pi E}{\Delta m^2} = (2,48\text{m}) \frac{E(\text{Mev})}{\Delta m^2(\text{eV}^2)}$$

Δm^2 représente la différence des carrés des masses m_1 et m_2 , $\Delta m^2 = \Delta m_{12}^2 = m_1^2 - m_2^2$. L'oscillation dans le vide ne peut donc avoir lieu que si l'angle de mélange θ est grand. L'équation (24) peut être réécrite :

$$(26) \quad P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - 4 \frac{\text{tg}^2\theta}{(1 + \text{tg}^2\theta)^2} \sin^2 \pi \frac{L}{L_\nu}$$

Les deux paramètres utilisés pour l'étude des oscillations des neutrinos sont Δm^2 et l'angle de mélange θ . Les expériences établissent des régions du plan $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ ou $(\Delta m^2, \text{tg}^2\theta)$ au sein desquelles les oscillations sont exclues ou autorisées. L'utilisation de $\text{tg}^2\theta$ permet de séparer les contributions provenant d'oscillation dans le vide de celle faisant intervenir l'effet MSW, pour lequel $0 \leq \theta \leq \pi/2$.

G.2 Oscillations dans la matière et effet MSW

La découverte de l'effet MSW a permis d'élargir considérablement les zones permises pour les paramètres Δm^2 et $\sin^2 2\theta$ caractérisant les oscillations des neutrinos solaires. La description qui suit se limite à deux états de saveurs mais peut se généraliser à trois familles.

Oscillations dans la matière

La propagation d'un neutrino peut s'exprimer à l'aide d'une équation de Schrödinger avec un hamiltonien H :

$$(27) \quad i \frac{\partial |\nu(t)\rangle}{\partial t} = H |\nu(t)\rangle$$

Dans la base des états de masse, $\{\nu_1, \nu_2\}$, l'hamiltonien, pour une propagation dans le vide, s'écrit simplement :

$$(28) \quad H_\nu = \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix}_{\{\nu_1, \nu_2\}}$$

E_1 et E_2 étant les énergies, c'est-à-dire les valeurs propres, associées à ν_1 et ν_2 .

Dans la matière ordinaire, toutes les saveurs de neutrinos peuvent interagir par échange de Z^0 (courant neutre) sur les électrons. Les ν_e peuvent de plus interagir par échange de W^\pm (Figure G-1).

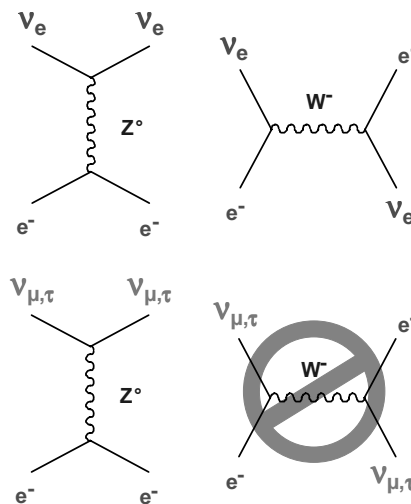


Figure G-1 : Dans la matière ordinaire, toutes les saveurs de neutrinos peuvent interagir par échange de Z^0 (courant neutre) sur les électrons. Les ν_e peuvent de plus interagir par échange de W^\pm .

L'hamiltonien dans la matière comporte donc un terme supplémentaire pour les électrons,

$$(29) \quad A_e = \sqrt{2} G_F \rho_e$$

où G_F est la constante de couplage de l'interaction faible, la constante de Fermi, et ρ_e la densité en électron. Dans la base des états d'interaction, il s'écrit :

$$(30) \quad H_M = \begin{pmatrix} C + A_e & 0 \\ 0 & C \end{pmatrix}_{\{v_e, v_\mu\}}$$

Le terme C représente les interactions communes à toutes les saveurs. L'hamiltonien total $H = H_V + H_M$ s'écrit alors, après ré-arrangement, dans la base des états de saveur :

$$(31) \quad H = H_V + H_M = \begin{pmatrix} A_e & \frac{E_1 - E_2}{2} \sin 2\theta \\ \frac{E_1 - E_2}{2} \sin 2\theta & (E_2 - E_1) \cos 2\theta \end{pmatrix}_{\{v_e, v_\mu\}}$$

L'angle θ est l'angle de mélange dans le vide comme définit plus haut. La probabilité d'oscillation dans la matière peut s'écrire sous une forme analogue au cas des oscillations dans le vide :

$$(32) \quad P_{\text{matière}}(v_e \rightarrow v_e) = 1 - \sin^2 2\theta_M \sin^2 \pi \frac{L}{L_M}$$

avec un angle de mélange et une longueur d'oscillation dans la matière définis comme suit :

$$(33) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\text{tg} 2\theta_M} = 1 - \frac{A_e L_v}{2\pi \cos 2\theta} \\ L_M = \frac{L_v}{\sqrt{(\cos 2\theta - 2 \frac{A_e E}{\Delta m^2})^2 + \sin^2 2\theta}} \end{array} \right.$$

Lorsque la densité dans la matière est telle que $A_e L_v = 2\pi \cos 2\theta$, alors $1/\text{tg} 2\theta_M \rightarrow 0$, ce qui implique $\theta_M = \pi/4$. Ce phénomène de résonance constitue l'effet MSW (Cf. plus bas). Dans ce cas le mélange entre les neutrinos devient maximal. Les effets dans la matière permettent donc d'avoir des probabilités d'oscillations non négligeables même si l'angle de mélange dans le vide est petit.

Les équations précédentes restent valables pour des oscillations d'antineutrinos, par exemple $\bar{\nu}_e$ en $\bar{\nu}_\mu$, pourvu que A_e soit remplacé par $-A_e$. L'équation (32) a alors un comportement très différent selon que le faisceau incident est constitué de ν_e ou de $\bar{\nu}_e$. Cette différence de comportement peut permettre de déterminer la hiérarchie de masse, c'est-à-dire le signe de Δm^2 ($m_1 < m_2$ ou $m_1 > m_2$). Elle est due au terme présent au dénominateur de L_M :

$$(34) \quad \alpha = \cos 2\theta - 2 \frac{A_e E}{\Delta m^2}$$

En effet, si $\Delta m^2 > 0$ et que θ est petit, pour des ν_e , α peut tendre vers zéro et L_M vers de grandes valeurs. Si $\Delta m^2 < 0$, α ne peut jamais s'annuler.

Pour les $\bar{\nu}_e$, $A_e < 0$, c'est l'inverse qui se produit. α ne peut devenir petit (et donc L_M grand) que si $\Delta m^2 < 0$.

Le rapport R :

$$(35) \quad R = \frac{P_{\text{matière}}(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu)}{P_{\text{matière}}(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)} \quad \begin{cases} > 1 & \text{si } \Delta m^2 > 0 \\ < 1 & \text{si } \Delta m^2 < 0 \end{cases}$$

prend donc des valeurs grandes, $R > 1$, si $\Delta m^2 < 0$ et petites dans le cas contraire. Cette méthode sera utilisée par les usines à neutrinos (Cf. partie F).

Effet MSW

Les neutrinos solaires sont produits au cœur du Soleil et traversent donc un milieu dont la densité électronique varie fortement lors de leur trajet vers la surface de l'astre. Dans le Soleil, la densité en électron à une distance r du centre peut schématiquement s'exprimer comme suit :

$$(36) \quad \rho_e(r) = \rho_e e^{-r/R_0}$$

avec $R_0 = 70000$ km et $\rho_e = 6 \cdot 10^{25} \text{ e}^- \text{ cm}^{-3}$. Une résonance apparaît (angle de mélange maximal, $\theta_M = \pi/4$) lorsque $\text{tg}2\theta_M \rightarrow \infty$, pour la densité :

$$(37) \quad \rho_e = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2} G_F E}$$

Au cœur du Soleil la densité est très grande et l'hamiltonien total (31) s'écrit en première approximation (équation (30)) :

$$(38) \quad H(r \rightarrow 0) = \begin{pmatrix} A_e & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_{\{\nu_e, \nu_\mu\}}$$

Les vecteurs propres de cet hamiltonien sont les états de saveur. Un ν_e se propage donc comme tel tant que la densité électronique est suffisamment grande. À la surface du Soleil, la densité électronique tend vers zéro. L'hamiltonien total se réduit alors à celui des oscillations dans le vide. Les états propres de propagation sont alors les états propres de masse ν_1 et ν_2 . Les neutrinos solaires produits au cœur du Soleil passent donc de ν_e à des états purs ν_1 ou ν_2 .

Il peut être démontré que lorsque la densité électronique diminue lentement (conditions dites « adiabatiques »), ce qui est le cas du Soleil, l'état originel ν_e se retrouve dans l'état propre ν_2 , qui s'exprime comme $\nu_2 = \nu_e \sin\theta + \nu_\mu \cos\theta$. Sous ces conditions, l'oscillation est favorisée pour des angles de mélange petits, contrairement au cas des oscillations dans le vide (paragraphe G.1). En effet pour de tels angles $\nu_2 \approx \nu_e$ alors que des ν_e sont originellement produits. Il faut noter ici qu'une fois dans un état ν_2 , le neutrino se propage jusqu'à la Terre comme tel (état propre de propagation). Les détecteurs de neutrinos solaires observent alors une oscillation maximale, même à petit angle de mélange. Si la condition adiabatique n'est pas vérifiée, le raisonnement ci-dessus n'est plus valable. En particulier le ν_e de départ peut se retrouver dans l'état ν_1 à la sortie du Soleil et la suppression est moindre.

G.3 Cas général à trois familles

Dans le cas de trois familles, l'équation (22) se généralise sous la forme suivante :

$$(39) \quad \begin{pmatrix} \mathbf{v}_e \\ \mathbf{v}_\mu \\ \mathbf{v}_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{v}_1 \\ \mathbf{v}_2 \\ \mathbf{v}_3 \end{pmatrix}$$

Cette formule peut être ré-écrite en introduisant les angles de mélange entre les différents états propres de masses, θ_{ij} , $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, et une phase²² complexe δ , $-\pi \leq \delta \leq \pi$, autorisant la violation de CP, par analogie avec la matrice CKM (Cabbibo-Kobayashi-Maskawa) :

$$(40) \quad \begin{pmatrix} \mathbf{v}_e \\ \mathbf{v}_\mu \\ \mathbf{v}_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{13} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{v}_1 \\ \mathbf{v}_2 \\ \mathbf{v}_3 \end{pmatrix}$$

En tenant compte des effets induits par la propagation dans la matière, l'évolution avec le temps d'une saveur α s'écrit alors (voir par exemple [76]) :

$$(41) \quad i \frac{d|\mathbf{v}_\alpha\rangle}{dt} = \sum_\beta \left(\sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \frac{m_j^2}{2E_\nu} + A_e \delta_{\alpha e} \delta_{\beta e} \right) |\mathbf{v}_\beta\rangle$$

Dans cette formule, les $\delta_{ij} = 1$ si $i = j$, et $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$. Le facteur A_e dépend de la densité en électron du milieu traversé à l'instant t (équation (29)). En poursuivant le développement analytique, les 3 écarts de masse au carré Δm_{12}^2 , Δm_{23}^2 , Δm_{13}^2 , apparaissent ($\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$).

Les oscillations de neutrinos ont été observées dans trois secteurs, les neutrinos solaires, les neutrinos atmosphériques et dans l'expérience LSND, avec des valeurs de Δm^2 très différentes, ce qui est incompatible avec l'existence de seulement trois familles de neutrinos. Les résultats de l'expérience LSND n'ayant pas encore reçu de confirmation, l'analyse qui suit ne considère que les deux autres résultats.

Dans la suite Δm_{32}^2 et Δm_{21}^2 sont respectivement (et arbitrairement) associés aux résultats des analyses en neutrino atmosphériques et en neutrinos solaires, $\Delta m_{32}^2 = \Delta m_{\text{atm}}^2$ et $\Delta m_{21}^2 = \Delta m_{\text{sol}}^2$. Dans le cas des neutrinos atmosphériques, $|\Delta m_{\text{atm}}^2| \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, et $\sin^2 2\theta_{\text{atm}} \approx 1$. Pour les neutrinos solaires, quelque soit la solution à retenir parmi toutes celles encore possibles, $|\Delta m_{\text{sol}}^2|$ est toujours très inférieur à $|\Delta m_{\text{atm}}^2|$ (Cf. Figure F-1). $|\Delta m_{\text{sol}}^2|$ est donc également négligeable face à $|\Delta m_{13}^2|$.

Les expériences à venir devront préciser les valeurs des paramètres déjà mesurés et mesurer les paramètres suivants :

- l'angle de mélange θ_{13} ;
- la valeur de la phase δ de violation de CP ;
- la hiérarchie de masse.

L'échelle absolue des masses n'est pas accessible aux expériences d'oscillation. Elle pourrait être mesurée par les expériences de désintégration double-bêta ou de détection des désintégrations du tritium.

Mesure de θ_{13}

En se plaçant dans le cas où les oscillations correspondant à $|\Delta m_{\text{sol}}^2|$ peuvent être totalement négli-

²² Pour des neutrinos de Dirac, il n'y a qu'une seule phase. Pour les neutrinos de Majorana deux phases distinctes sont nécessaires.

gées, ce qui est le cas des expériences à longue portée, les probabilités d'oscillations dans le vide entre les différentes saveurs prennent une forme relativement simple où apparaissent les paramètres qui pourraient être mesurés [77] :

$$(42) \quad \begin{cases} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 \theta_{\text{atm}} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(1,27 \frac{\Delta m_{\text{atm}}^2 L}{E_\nu} \right) \\ P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau) = \cos^2 \theta_{\text{atm}} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(1,27 \frac{\Delta m_{\text{atm}}^2 L}{E_\nu} \right) \\ P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\theta_{\text{atm}} \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \left(1,27 \frac{\Delta m_{\text{atm}}^2 L}{E_\nu} \right) \end{cases}$$

L'étude de l'un de ces modes d'oscillations dans les expériences à longue portée peut donc permettre de mesurer le seul paramètre inconnu dans ces formules, l'angle de mélange θ_{13} . L'étude d'au moins deux de ces modes permet de mesurer simultanément θ_{13} et θ_{23} , c'est-à-dire θ_{atm} .

Hiérarchie de masse

Le signe de Δm_{12}^2 est fixé par le fait que l'effet MSW est supposé observé. Les probabilités exprimées dans (42) permettent de mesurer Δm_{32}^2 mais pas son signe. Ce signe peut être déterminé en faisant appel aux oscillations dans la matière (Cf. plus haut). Dans les hypothèses décrites ci-dessus, l'oscillation à trois familles se réduit au cas à deux familles. En particulier l'étude du rapport R défini en (35) permet d'obtenir le signe de Δm_{32}^2 . La hiérarchie de masse est alors complètement déterminée²³.

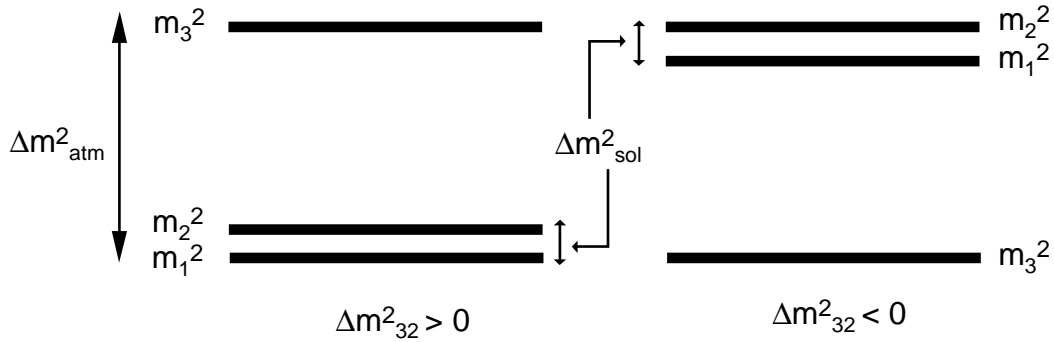


Figure G-2 : La hiérarchie de masse s'interprète de deux façons différentes selon que Δm_{32}^2 est positif ou négatif.

Violation de CP

Le probabilité d'oscillation d'un ν_μ en ν_e peut être réécrite en faisant intervenir une partie qui est conservée par une transformation sous CP, P_C , et une partie qui change de signe avec δ , P_V :

$$(43) \quad P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = P_C(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P_V(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$$

La probabilité d'oscillation d'un $\bar{\nu}_\mu$ en $\bar{\nu}_e$ peut donc s'écrire :

²³ Il faut noter que les deux premières lignes de (42) ne sont exploitables que si θ_{13} est non nul.

$$(44) \quad P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = P_C(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P_V(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$$

Afin d'illustrer la façon dont le paramètre δ pourrait être mesuré, il faut imaginer une expérience, disposant d'un faisceau de ν_μ , pour laquelle les oscillations de type « atmosphérique » sont maximisées. Le rapport de la distance entre la source et le détecteur, et l'énergie du faisceau E_ν ,

$$(45) \quad \frac{L}{E_\nu} = \frac{2\pi}{\Delta m_{\text{atm}}^2},$$

correspond alors à une production maximale de ν_e , plus facilement détectable. Dans ces conditions, et en première approximation, le rapport des deux termes dans la probabilité d'oscillation peut se mettre sous la forme suivante :

$$(46) \quad R_{\text{CP}} = \frac{P_V(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)}{P_C(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)} = \left(\frac{\sin 2\theta_{\text{sol}} \sin 2\theta_{\text{atm}}}{2 \sin^2 \theta_{\text{atm}}} \right) \left(\Delta m_{\text{sol}}^2 \frac{L}{4E_\nu} \frac{\sin \delta}{\theta_{13}} \right)$$

L'effet de la violation de CP est non négligeable seulement si $\sin 2\theta_{\text{sol}}$ et Δm_{sol}^2 sont non négligeables, ce qui signifie que l'analyse des résultats des expériences de neutrinos solaires doit conduire obligatoirement à la solution dite « LMA » (les solutions , LOW, QUASI-VACUUM et VACUUM donnent des Δm_{sol}^2 trop faibles de, 10^{-7} à 10^{-10} , et la solution SMA donne $\sin^2 \theta_{\text{sol}}$ de l'ordre de 10^{-3}).

Expérimentalement, l'effet de la violation de CP peut être mis en évidence en utilisant un accélérateur capable de produire à la fois de ν_μ et des $\bar{\nu}_\mu$ afin de pouvoir étudier le rapport R défini dans l'équation (35), qui peut être réécrit :

$$(47) \quad R = \frac{1 + R_{\text{CP}}}{1 - R_{\text{CP}}}$$

Mais ceci suppose que les effets dus à la matière puissent être différenciés des effets dus à la violation de CP (partie F).

H. RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Les références sont précédées d'étoiles qui indiquent mon niveau d'implication dans la publication (** : travail personnel, * : publication décrivant des travaux auxquels j'ai directement participé et/ou dont je suis signataire)

GALLEX

- [1] ** *Bruits de fond dans l'expérience GALLEX de détection des neutrinos solaires*
Th. Stolarczyk, thèse de doctorat de l'université Paris XI, soutenue le 3 octobre 1990
Note CEA-N-2660
- [2] ** *The muon induced background in the GALLEX experiment*
M. Cribier et al.
Astroparticle Physics 6 (1997) 129-141
- [3] ** *Radiochemical measurement of fast neutrons using a Ca(NO₃)₂ aqueous solution*
M. Cribier et al.
NIM A 365 (1995) 533-541
- [4] ** *The neutron induced background in GALLEX,*
M. Cribier et al.
Astroparticle Physics 4 (1995) 23-32.
- [5] ** *GALLEX : results, status and future*
Th. Stolarczyk
Note DAPNIA/SPP 93-06, Mai 1993
Compte rendus des 28^e rencontres de Moriond (Villars-sur-Ollon, du 30 janvier au 6 février 1993)
- [6] *A review of the Homestake solar neutrino experiment*
R. Davis
Prog. Part. Nucl. Phys. 32 (1994) 13-32
- [7] *Real-time, directional measurement of ⁸B solar neutrinos in the Kamiokande II detector*
K. S. Hirata et al.
Phys. Rev. D44 (1991) 2241-2260
- [8] *Solar models: current epoch and time dependences, neutrinos, and helioseismological properties*
J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault, S. Basu
Astrophys. J. 555 (2001) 990-1012

Standard solar models in the light of new helioseismic constraints. II. Mixing below the convective zone
A. S. Brun, S. Turck-Chièze et J. P. Zahn
Astrophys. J. 525 (1999) 1032-1041
- [9] *Resonance enhancement of oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy*
S.P. Mikheyev et A.Y. Smirnov
Sov. J. Nucl. Phys. 42(1985)913

Neutrino oscillations in matter
L. Wolfenstein
Phys. Rev. D17(1978)2369
- [10] *Table of Isotopes 7^e edition*
E. Browne et al.
C. M. Lederer Ed.

- [11] Multiwire-proportional-counter measurement of the M/L orbital-electron-capture ratio in ^{71}Ge decay
H. Genz et al.
Phys. Rev. C3(1971)172
- [12] E. Storm et H. I. Israel
Nuclear Data Tables A7 (1970)565-681
- [13] *X-ray fluorescence yields, Auger and Coster-Kronig transition probabilities*
W. Bambynek et al.
Rev. of Mod. Phys. 46 (1974) 853
Rev. of Mod. Phys. 44 (1972) 716
- [14] *Half-life of ^{71}Ge*
W. Hampel and L. P. Remsberg
Phys. Rev. 31C (1985) 666
- [15] *Performance test of low-noise proportional counters for the GALLEX experiment*
S. d'Angelo
Nucl. Instr. and Methods A279(1989)148
- The miniaturized proportional counter HD-2(Fe)/(Si) for the GALLEX solar neutrino experiment*
R. Wink et al.
Nucl. Inst. And Methods A329 (1993) 541
- The status of GALLEX*
R. Wink
Proc. of the International School, "particles and Cosmology", Baksan, USSR, 6 au 12 mai 1991
- [16] *Analyse von Proportionalzählrohimpulsen zum Nachweis von solaren Neutrinos*
A. Urban
Thèse de doctorat, Technischen Universität München, Munich, novembre 1989
- [17] *Proportionalzähler mit geformter Siliziumkathode und damit zusammenhängende Beiträge zum Gallium-Solar-Neutrino-Experiment*
R. Plaga
Thèse de doctorat, université d'Heidelberg, 1989
- [18] *γ and X-ray spectrometry with semiconductor detectors*
K. Debertin et R.G. Helmer
North-Holland pub., 1988, p.19
- [19] *The analysis of radioactive decay with a small number of counts by the method of maximum likelihood*
B. T. Cleveland
Nucl. Inst. and Methods 214 (1983) 451-458
- [20] *GALLEX solar neutrino observations: results for GALLEX IV*
W. Hampel et al.
Physics Letter B447 (1999) 127-133
- [21] ***** *Solar neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso*
Collaboration GALLEX
Physics Letters B 285 (1992)
- [22] ***** *Implications of the GALLEX determination of the solar neutrino flux*
Collaboration GALLEX
Physics Letters B285 (1992) 390-397

- [23] ★ *GALLEX solar neutrino observations: the results from GALLEX I and early results from GALLEX II*
Collaboration GALLEX
Physics Letters B314 (1993) 445
- [24] ★ *GALLEX results from the first 30 solar neutrino runs*
Collaboration GALLEX, P. Anselmann et al.
Physics Letters B327 (1994) 377
- [25] *GALLEX solar neutrino observations: complete results for GALLEX II*
Collaboration GALLEX
Physics Letter B357 (1995) 237-247.
- [26] ★ *Production of a $62\text{Pbq } ^{51}\text{Cr}$ low energy neutrino source for GALLEX*
M. Cribier et al.
NIM A378 (1996) 233
- ★ *First results from the ^{51}Cr neutrino source experiment with the GALLEX detector*
Collaboration GALLEX
Physics Letter B342 (1995) 440-450.
- Final results from the the ^{51}Cr neutrino source experiments in GALLEX*
W. Hampel et al.
Physics Letter B420 (1998) 114-126
- [27] *Verification test of the GALLEX solar neutrino detector with ^{71}Ge produced in situ from beta-decay of ^{71}As*
W. Hampel et al.
Physics Letter B436 (1998) 158-173
- [28] *GNO solar neutrino observations : results from GNO I*
M. Altman et al.
Physics Letter B490 (2000) 16-26

NOMAD

- [29] ★★ *The drift chambers of the NOMAD experiment*
M. Anfreuille et al.
Nucl. Instrum. Meth. A481 (2002) 339-364
- [30] ★ *Étude de la production de particules charmées via les interactions de neutrinos dans l'expérience Nomad au CERN*
X. Méchain
Thèse de doctorat, Université Paris VII, juin 1999
- [31] *Proposal search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations*
Collaboration NOMAD
CERN-SPSLC/91-21, SPSC/P261, 11 mars 1991
- Addendum to proposal P261, search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations*
Collaboration NOMAD
CERN SPSLC/91-53, SPSLC/P261-Add2, 15 octobre 1991
- [32] *The prospects for CHORUS and NOMAD in the light of COBE and GALLEX*
J. Ellis et al.
CERN-TH.6569/92, juin 1992
- [33] *Observation of tau neutrino interactions*
Collaboration DONUT
Phys. Lett. B504 (2001) 218-224

- [34] *Production de quarks charmés et détermination de la mer étrange de quarks dans l'expérience NOMAD*
J.-M. Vieira
Thèse de doctorat, Lausanne (Suisse), juin 1998
- [35] *Leptoproduction of heavy quarks; 2, a unified QCD formulation of charged and neutral current processes from fixed-target to collider*
M. Aivazis, J. Collins, F. Olness, W. K. Tung
hep-ph/9312319
- Leptoproduction of heavy quarks; 1, general formalism and kinematics of charged current and neutral current production processes*
M. Aivazis, F. Olness, W. K. Tung
hep-ph/9312318
- [36] *Leading-order QCD Analysis of Neutrino-Induced Dimuon Events*
P. Vilain et al. (Collaboration CHARM II)
CERN-EP-98-128, 3 août 1998
Eur. Phys. J., C : 11 (1999) no.1, pp.19-34
- [37] ★ *Neutrino Production of Opposite Sign Dimuons in the NOMAD Experiment*
Collaboration NOMAD
Phys. Lett. B 486 (2000) 35
- [38] *Experimental study of opposite-sign dimuons produced in neutrino and anti-neutrino interactions*
H. Abramowicz et al.
Z. Phys. C15 (1982)19-31
- [39] *Measurement of the strange sea distribution using neutrino charm production*
S. A. Rabinowitz et al., collaboration CCFR
Phys. Rev. Lett. 70 (1993)134-137
- Neutrino production of opposite-sign dimuons at Fermilab Tevatron energies*
C. Foudas et al., collaboration CCFR
Phys. Rev. Lett. 64 (1990)1207-1210
- Determination of the strange quark content of the nucleon from a next-to-leading-order QCD analysis of neutrino charm production*
A. O. Bazarko et al., collaboration CCFR
Z. Phys. C65(1995)189-198
- [40] *Study of opposite-sign dimuon production in high-energy neutrino-nucleon interactions*
B. Strongin et al.
Phys. Rev. D43 (1991) 2778
- [41] ★ *Final NOMAD results on $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ and $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ oscillations including a new search for ν_τ appearance using hadronic τ decays*
Collaboration NOMAD
Nucl. Phys. B611 (2001) 3-39
- [42] ★ *Limit on ν_e - ν_τ oscillations from the NOMAD experiment*
Collaboration NOMAD
Phys.Lett. B471 (2000) 406-410
- [43] ★ *Updated results from the ν_e appearance search in NOMAD*
Collaboration NOMAD
Phys.Lett. B483 (2000) 387-404

- [44] ★ *A more sensitive search for ν_μ - ν_τ oscillations in NOMAD*
Collaboration NOMAD, CERN-EP/99-32.
Phys.Lett. B453(1999)169
- [45] ★ *A search for ν_μ - ν_τ oscillations using the NOMAD detector*
Collaboration NOMAD
Physics Letter B 431(1998)219-236
- [46] ★ *A study of backward going protons and negative pions in ν_μ CC interactions with the NOMAD detector*
Collaboration NOMAD
Nucl. Phys. B609 (2001) 255-279
- [47] ★ *Inclusive ρ , f_0 , f_2 meson production in ν_μ CC interactions*
Collaboration NOMAD
Nucl. Phys. B601 (2001) 3-23
- [48] ★ *Search for heavy neutrinos mixing with τ neutrinos*
Collaboration NOMAD
Phys. Lett. B506 (2001) 27-38
- [49] ★ *Measurement of the antilambda polarization in ν_μ CC interactions in the NOMAD experiment*
Collaboration NOMAD
Nuclear Physics B605 (2001) 3-14
- [50] ★ *Search for eV (pseudo)scalar penetrating particles in the SPS neutrino beam*
Collaboration NOMAD, CERN-EP-2000-042
Phys. Lett. B 479 (2000) 371-380.
- [51] ★ *Measurement of the Λ polarisation in ν_μ charged current interactions in the NOMAD experiment*
Collaboration NOMAD
Nuclear Physics B 588 (2000) 3-36
- [52] ★ *Search for a new gauge boson in $\pi^0 \rightarrow \gamma + X$ decays*
Collaboration NOMAD
Physics Letter B 428(1998)197
- [53] ★ *Precision measurement of scaled momentum charge multiplicity and thrust in $\nu_\mu N$ and $\bar{\nu}_\mu N$ interactions*
Collaboration NOMAD
Phys. Lett. B 445 (1997) 439.

ANTARES

- [54] ★ *Possibilité d'observation, par le télescope ANTARES, de neutrinos de haute énergie associés aux sursauts gamma et validation des techniques de détection à l'aide d'un prototype*
A. Kouchner
Thèse de l'université Paris VII, 23 avril 2001
- [55] *The acceleration of cosmic-ray protons in the supernova remnant RX J1713.7-3946*
R. Enomoto et al.
Nature, 25 avril 2002
- [56] *Particle physics with high-energy neutrinos*
T.K. Gaisser, F. Halzen et T. Stanev
Phys. Rep. 258(1995) 173-236, Erratum-ibid. 271(1996) 355-356
- [57] ★ *Background light in potential sites for the ANTARES undersea neutrino telescope*
P. Amram et al. (Collaboration ANTARES), astro-ph/9910170
Astroparticle Physics Review 13 (2000) 127-136

- [58] ★ *A deep sea telescope for high energy neutrinos*
Proposition d'expérience ANTARES, Collaboration ANTARES
astro-ph/9907432, 31 mai 1999
- [59] ★ *The ANTARES optical module*
Collaboration ANTARES
13 septembre 2001, à paraître dans Nuclear Instruments and Methods A
- [60] ★ *Sedimentation and Fouling of Optical Surfaces at the ANTARES Site*
Collaboration ANTARES
Accepté pour publication dans Astroparticle Physics, astro-ph/0206454
- [61] *HEMAS-DPM air-shower simulation program*
G. Battistoni, M. Carboni, et al.
<http://pcat10a.mi.infn.it/Hemas/>

Communication et promotion de la science

- [62] ★★ *Physicists in the private sector (Compte rendu de la table ronde)*
Th. Stolarczyk
Actes de « Physique en Herbe 1993 » (INSTN, 28 juin au 2 juillet 1993).
- [63] ★★ *L'emploi des jeunes physiciens, une action à l'échelle nationale*
Th. Stolarczyk
Bulletin de la Société française de physique, 97 (1994) 17
- [64] ★★ *La SFP sur le Web : <http://sfp.in2p3.fr/SFP>*
Th. Stolarczyk
Bulletin de la Société française de physique, 115(1998)15
- [65] ★★ *NOMAD : de la masse des neutrinos à la masse de l'Univers*
Th. Stolarczyk
Bulletin de la Société française de physique, 104 (1996) 6
- [66] ★ *Neutrinos, dark matter and the Universe (Compte-rendu de la conférence de Blois, du 8 au 12 juin 1996)*
Th. Stolarczyk, J. Trân Thanh Vân et F. Vannucci
Éditions Frontières, 1997

Conclusion et annexe

- [67] *Neutrino astronomy and lepton charge*
V. Gribov et B. Pontecorvo
Phys. Lett. 28B (1969) 493
- [68] *Solar neutrino results from Super-Kamiokande*
M. B. Smy
hep-ex/0106064, 15 juin 2001, à paraître dans les compte-rendus de "XXXVI th Rencontres de Moriond, Electroweak Interactions and Unified Theories"
- [69] *Tau neutrino favored over sterile neutrinos in atmospheric muon neutrino oscillations*
The Super-Kamiokande Collaboration
Phys. Rev. Lett. 85(2000) 3999-4003
- [70] *Detection of accelerator-produced neutrinos at a distance of 250 km*
The K2K Collaboration: S. H. Ahn, et al.
Phys. Lett. B511 (2001) 178-184
- [71] *Compatibility analysis of the LSND evidence and the KARMEN exclusion for $\bar{\nu}_{\mu} - \bar{\nu}_e$ oscillations*
K. Eitel
New Jour. Phys. 2 (2000) 1, hep-ex/9909036

- [72] *Model-dependent and independent implications of the first Sudbury Neutrino Observatory results*
G.L.Fogli et al.
hep-ph/01066247, 21 juin 2001
- [73] *Measurement of charged current interactions produced by ^8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*
Q. R. Ahmad et al.
Phys. Rev. Lett. 87 (2001)
- [74] *Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*
Q. R. Ahmad et al.
nucl-ex/0204008
- [75] *Measurement of day and night neutrino energy spectra at SNO and constraints on neutrino mixing parameters*
Q. R. Ahmad et al.
nucl-ex/0204009
- [76] *Long baseline study of the leading neutrino oscillation at a neutrino factory*
V. Barger et al.
hep-ph/9911524
- [77] *Neutrino factories : physics*
S. Geer
FERMILAB-Pub-00/195-T
- [78] *Exploring neutrino oscillations with superbeams*
V. Barger et al.
hep-ph/0012017