

Irfu / SPhN
29 septembre 2010

THESE de DOCTORAT
de l'université Paris-Sud XI - Orsay
Ecole Doctorale Particules, Noyaux et Cosmos

présentée
par

Thomas MUELLER

**Expérience Double Chooz : simulation des
spectres antineutrinos issus de réacteurs**

Soutenue le 29 septembre 2010 devant le jury composé de :

Etienne	AUGÉ	Président du Jury
Thierry	LASSERRE	Examineur
David	LHULLIER	Directeur de thèse
Klaus	SCHRECKENBACH	Rapporteur
Michel	SPIRO	Rapporteur
Daniel	VIGNAUD	Examineur

Je dédie ce manuscrit à mes parents qui m'ont donné les moyens d'être ce que je suis aujourd'hui.

À mon petit frère pour les moments de joie que nous avons passés ensemble.

À Laure pour ton soutien avec tout mon amour et ma tendresse...

Remerciements

C'est un réel plaisir de terminer la rédaction de cette thèse en ayant l'opportunité de remercier tous ceux qui ont de près ou de loin contribué dans sa réalisation. Les trois années de travail passées au Service de Physique Nucléaire du CEA Saclay ont été, certes éprouvantes, mais également une source de joie ainsi qu'une confirmation de ma passion pour la recherche. Le succès d'une thèse, au-delà de l'intérêt de la thématique étudiée, est également basé sur une forte composante relationnelle avec les membres des équipes de travail et les assistants techniques. C'est sans ordre véritable que je vais témoigner de tous mes remerciements envers celles et ceux qui m'ont permis de vivre cette expérience et d'en sortir victorieux.

Je tiens à remercier Michel GARÇON pour m'avoir permis de réaliser cette thèse dans son laboratoire. Les moyens et la considération accordés aux doctorants m'ont permis de mener à bien mon travail de recherche et de me sentir soutenu au quotidien.

Je remercie David LHUILLIER, mon directeur de thèse, pour le temps qu'il m'a consacré et pour les nombreux conseils qu'il m'a prodigués au cours de ces trois années. Bien que très attentif à mon travail, il a également su me laisser le champ libre pour pouvoir mener à bien mon projet de recherche. Son aide a été précieuse et sa bonne humeur a contribué au succès de cette thèse.

J'exprime également toute ma reconnaissance à Thierry LASSERRE, un des pionniers de l'expérience Double Chooz, de m'avoir permis de contribuer à l'instrumentation du détecteur. Son implication dans l'encadrement de mon travail a été précieuse et a permis à cette thèse d'avoir la forme qu'elle a aujourd'hui.

Je suis très honoré que Klaus SCHRECKENBACH et Michel SPIRO aient accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, de même que d'avoir participé au jury. Je remercie également Étienne AUGÉ et Daniel VIGNAUD qui m'ont fait l'honneur de participer au jury de soutenance. Les corrections qu'ils m'ont suggérées ont rendu le manuscrit plus lisible et plus clair.

Mes remerciements vont également aux membres de la collaboration Double Chooz et à ceux du groupe MNM du laboratoire. En particulier, Alain LETOURNEAU et Stefano PANEBIANCO pour leur aide et pour les nombreuses discussions concernant la physique des réacteurs et des neutrons thermiques sans laquelle cette thèse n'aurait pas pu être menée à son terme. Je souhaite également remercier nos collaborateurs nantais, Muriel FALLOT et Lydie GIOT. Merci beaucoup aux "sensei" du SPP, Maximilien FECHNER et Guillaume MENTION pour les contributions apportées à mon travail. Leurs conseils sur les fonctionna-

lités avancées du C++, sur l'utilisation de Geant4 et sur les questions de statistique m'ont été précieux. Je tiens également à remercier Rémi BARON et Guillaume JÉGOU qui m'ont devancé d'une année et qui m'ont permis d'appréhender toutes les fonctionnalités de Linux. Merci à Jean-Christophe BARRIÈRE pour son travail sur la réalisation du système de mesure de pesée et sur la canne de mesure de température. Mes plus sincères remerciement à Éric DUMONTEIL et Cédric JOUANNE pour les simulations TRIPOLI4 et le temps qu'ils ont passé à m'expliquer les différents problèmes du calcul du transport des neutrons.

Le succès de cette thèse n'aurait pu se faire sans le concours des différents services du laboratoire : le secrétariat, le service des missions, la documentation et le service informatique. Merci à Serge HERVÉ et Pierre STARZYNSKI pour leur contributions techniques toujours réalisées en temps et en heure.

Je souhaite exprimer toute ma sympathie et ma reconnaissance envers tous ceux qui ont fait de cette thèse une aventure humaine. Rien n'aurait pu se passer sans eux. Merci à Isabelle PACQUETET, Valérie POYETON, Isabelle RICHARD et Marie-Delphine SALSAC pour les bons cafés du matin et pour leur bonne humeur. Un grand merci à PAM GUICHON pour ses connaissances en physique nucléaire et pour m'avoir initié au golf, sport bien plus subtil et délicat qu'il n'y paraît. Merci à Nicole D'HOSE pour avoir accepté d'être ma tutrice pendant cette thèse.

Merci à tous les "jeunes" du laboratoire, stagiaires, thésards et post-doctorants qui ont entretenu une ambiance de travail agréable et avec qui j'ai pu partager de nombreux cafés. Je pense particulièrement à Joaquin ARRANCIBIA NUESCH, Fabien DECHERY, Cyril DIEUDONNÉ, Vincent DURAND, Freddy FLAVIGNY, Thomas GORBINET, Xavier JOURNALBERT, Piotr KONCZYKOWSKI, Corinne LOUCHART et Jérémy SADOUDI. Je souhaite également adresser toute ma sympathie à Amanda PORTA avec qui j'ai partagé notre bureau pendant près de deux ans. Je lui souhaite un très long et heureux parcours dans son nouveau laboratoire. Merci également à Jonathan GAFFIOT qui a dû me supporter pendant la rédaction de ma thèse, son soutien m'a été très précieux. Je voudrais également souligner l'importance de Rachel QUÉVAL dans la réalisation de cette thèse au travers de sa gentillesse, de son humour et du soutien qu'elle m'a apporté tout au long de ses trois ans.

Un grand merci à Fumihiko SUEKANE pour sa proposition de post-doc au sein de l'université Tohoku à Sendai qui va me permettre de continuer à m'impliquer dans l'expérience Double Chooz et de participer à l'analyse des premières données.

Je souhaiterais clore ces remerciements en saluant tous les auteurs des programmes du domaine public que j'ai utilisé plus ou moins intensément durant cette thèse, à savoir tous les contributeurs de Linux, L^AT_EX 2_ε, Kile, Kate, The Gimp, Geant4, ROOT et Xfig.

Table des matières

Introduction	1
1 Les neutrinos dans le Modèle Standard et au-delà	5
1.1 Contenu en champs du Modèle Standard de la physique des particules	5
1.2 Le mécanisme de Higgs	7
1.3 Masse des leptons dans le Modèle Standard	8
1.4 Extension du Modèle Standard : masse des neutrinos et mélange des saveurs	11
1.4.1 Masse de Dirac	12
1.4.2 Masse de Majorana	13
1.4.3 Mécanisme de la bascule	15
1.4.4 Structure du secteur des neutrinos	16
1.5 Oscillations des neutrinos	17
1.5.1 Formalisme à trois saveurs	17
1.5.2 Oscillations dans le vide	21
1.5.3 Oscillations dans la matière	22
2 Situation expérimentale actuelle, masse et paramètres de mélange	25
2.1 Mesures des oscillations de saveur	25
2.1.1 Principe de mesure des oscillations de saveur	25
2.1.2 Les neutrinos solaires : la petite différence de masse	27
2.1.3 Neutrinos atmosphériques : la grande différence de masse	32
2.1.4 Neutrinos issus de réacteurs	39
2.2 Bilan des analyses d'oscillations de saveur	40
2.2.1 Échelle absolue des masses des neutrinos	40
2.2.2 Effet des oscillations à trois saveurs	42
2.3 À la poursuite de θ_{13}	43
2.3.1 L'expérience CHOOZ	43
2.3.2 Expériences de nouvelle génération pour la mesure de θ_{13}	45
2.3.3 Expériences sur accélérateur dédiés à la mesure de θ_{13}	50
3 L'expérience Double Chooz	53
3.1 Les réacteurs nucléaires : sources d'antineutrinos	53

3.1.1	Fonctionnement d'un réacteur nucléaire de type REP	53
3.1.2	Production des antineutrinos	55
3.2	Signal physique recherché	58
3.3	Les détecteurs de Double Chooz	60
3.3.1	Conversion de l'énergie des antineutrinos en lumière	61
3.3.2	Minimisation des bruits de fond internes	64
3.3.3	Détection et collection des signaux lumineux	65
3.3.4	Protection contre les bruits de fond externes	66
3.3.5	Électronique, traitement du signal et suivi des détecteurs	67
3.3.6	Calibrage du détecteur	69
3.4	Erreurs expérimentales et sensibilité de l'expérience Double Chooz	69
3.4.1	Incertitudes sur la production des $\bar{\nu}_e$	69
3.4.2	Incertitude sur le nombre de protons cible	70
3.4.3	Incertitudes sur la détection des $\bar{\nu}_e$	70
3.4.4	Sensibilité de l'expérience Double Chooz	71
4	Les enceintes buffer de Double Chooz	73
4.1	Radiopureté de l'enceinte buffer	73
4.1.1	Détermination des contraintes de radiopureté	73
4.1.2	Mesures de radiopureté et estimation du taux d'événements simples	75
4.1.3	Le compteur HPGe de UCD-Saclay	78
4.2	Propreté de l'enceinte buffer	84
4.2.1	Détermination des contraintes concernant le niveau de propreté	84
4.2.2	Procédures de propreté mises en place	86
4.2.3	Bilan de propreté du détecteur	89
4.3	Mesures de réflectivité de l'enceinte buffer	90
4.3.1	Loi de la réflexion, composantes spéculaire et diffuse	90
4.3.2	Dispositif expérimental	90
4.3.3	Résultats expérimentaux	92
4.3.4	Bilan des mesures de réflectivité	94
5	Prédiction des spectres antineutrinos issus de réacteurs	95
5.1	Introduction	95
5.2	Notions de théorie nécessaires à la prédiction des spectres	96
5.3	Prédiction des spectres des isotopes fissiles par approche microscopique	101
5.3.1	Les données de référence de l'ILL	101
5.3.2	Prédiction des spectres β et $\bar{\nu}_e$ à partir des bases de données de structure nucléaire	103
5.3.3	Correction de l'effet du pandemonium	105
5.3.4	Contribution des noyaux exotiques non mesurés	106
5.3.5	Propagation des erreurs tabulées dans les bases de données nucléaires	107

5.3.6	Conclusions concernant les résultats de l'approche microscopique . . .	109
5.4	Amélioration de la procédure de conversion des spectres β en spectres $\bar{\nu}_e$. .	114
5.4.1	Procédure de conversion des données électron de l'ILL	114
5.4.2	Nouvelle procédure de conversion des données électron de l'ILL . . .	116
5.5	Effets hors équilibre	121
5.6	Bilan des prédictions des spectres $\bar{\nu}_e$ pour l'expérience Double Chooz	127
5.7	Impact sur les résultats des expériences précédentes	128
5.7.1	Impact sur les résultats de l'expérience CHOOZ	128
5.7.2	Impact sur les résultats de l'expérience KamLAND	128
6	Détermination du nombre de protons cible	131
6.1	Introduction	131
6.2	Composition chimique du liquide cible de Double Chooz	132
6.3	Le système de mesure de pesée	133
6.4	Protocole de la mesure de pesée	134
6.4.1	Stockage du liquide cible et mesure de la tare du système	134
6.4.2	Remplissage du réservoir de pesée et mesure de la masse initiale de liquide M_0	136
6.4.3	Remplissage et détermination de la masse cible M_T	136
6.4.4	Remplissage et détermination de la masse de l'ensemble cible et che- minée M_{T+C}	140
6.5	Mesure de masse par débitmètre à effet Coriolis	141
6.6	Suivi de la masse cible une fois le détecteur fermé	143
6.6.1	Suivi de l'évolution de M_T avec la température	144
6.6.2	Suivi de l'évolution de M_{T+C} avec la température	145
6.7	Impact de la température sur la détermination du nombre de protons cible .	145
6.8	La canne de mesure de température	146
7	Évaluation des erreurs systématiques liées à la physique des neutrons	149
7.1	Présentation des incertitudes liées à la physique des neutrons	149
7.1.1	Incertitudes liées aux coupures de sélection	150
7.1.2	Incertitudes liées aux effets de bord	151
7.2	Détermination des effets de bord	154
7.2.1	Cinématique des neutrons produits par réaction β inverse	154
7.2.2	Principe des simulations réalisées	154
7.2.3	Résultats obtenus	155
7.2.4	Détermination de l'effet global	158
7.3	Modélisation précise de la physique des neutrons	161
7.3.1	Limitations du code Geant4	161
7.3.2	Études réalisées avec le code TRIPOLI4	161

7.3.3	Modélisation détaillée de la géométrie de l'expérience Double Chooz dans TRIPOLI4	164
	Conclusion	165
	Bibliographie	167
A	Tests de radiopureté des matériaux des enceintes buffer	175
A.1	Les lots de matériaux en acier inoxydable	175
A.2	Protocole de test	177
A.3	Résultats des tests de radiopureté	178
A.3.1	Test réalisé au LSM	178
A.3.2	Tests réalisés au LNGS	178
A.3.3	Tests réalisés au LBNL	180
A.3.4	Tests réalisés au MPIK	180
A.3.5	Test réalisé à TUM	181
A.3.6	Tests réalisés au CEA Saclay	182
A.3.7	Tests des plaques d'acier 3 mm	182

Introduction

I have done something very bad today by proposing a particle that cannot be detected; it is something no theorist should ever do.

Wolfgang Pauli

La radioactivité fut découverte par Becquerel en 1896 lors de ses travaux sur la phosphorescence [1]. En 1914, Chadwick montra que le spectre des électrons produits dans une désintégration β^- était continu et semblait donc violer le principe de conservation de l'énergie ainsi que celle du spin et de la statistique associée [2]. De nombreuses solutions furent alors envisagées pour résoudre ce problème mais en 1930, Pauli “inventa” le neutrino pour préserver la théorie quantique du noyau [3]. Celui-ci devait être électriquement neutre, de masse très inférieure à celle du proton, de spin 1/2 et interagir très faiblement avec la matière puisqu'il échappait à toute détection. Fermi l'incorpora en 1934 dans sa théorie de la désintégration β [4] qui allait devenir la théorie des interactions faibles et lui conféra le statut de particule à part entière. La première mise en évidence expérimentale de l'existence des neutrinos par Reines et Cowan n'eut lieu qu'un quart de siècle après le postulat de son existence, en 1956, par la détection d'antineutrinos produits par le réacteur nucléaire de Savannah River [5].

L'existence de deux familles distinctes de neutrinos fut démontrée par la découverte d'un nouveau type de neutrino à Brookhaven [6]. Les particules produites dans les interactions par courant chargé des neutrinos produits avec les muons dans la désintégration des pions étaient différentes de celles produites par les neutrinos issus de la désintégration β . Il existe donc un neutrino associé au muon, le ν_μ , et un neutrino associé à l'électron, le ν_e . Un troisième type de neutrino, le ν_τ associé au lepton lourd τ de la troisième génération a été mis en évidence par l'expérience DONUT en 2000 [7]. Les mesures effectuées au LEP concernant la largeur de désintégration du boson Z^0 [8] ont montré qu'il n'existe que trois familles de neutrinos correspondant aux ν_e , ν_μ et ν_τ .

Les expériences d'observation des flux et des spectres des ν_e produits par les réactions de fusion thermonucléaire dans le cœur du Soleil ont révélé un “problème”. Les travaux pionniers de Davis dans la mine d'Homestake (États-Unis) [9] ainsi que toutes les expériences suivantes avec des détecteurs plus sophistiqués, comme ceux de GALLEX/GNO (Europe) [10], Super-Kamiokande (Japon) [11] ou de SNO (Canada) [12] ont toutes détecté un déficit du flux de ν_e solaires. Pour expliquer ce déficit deux solutions ont alors été envisagées, la première remettant en cause la validité des modèles de production d'énergie dans le Soleil, la deuxième se

basant sur une nouvelle propriété des neutrinos qui seraient des particules massives oscillant d'une saveur à l'autre.

Quelques années plus tard, à partir des années 1980, les expériences Kamiokande [13] et IMB [14] qui observaient les flux et spectres des neutrinos produits dans l'atmosphère par les interactions du rayonnement cosmique primaire ont permis la mise en évidence du "problème de neutrinos atmosphériques". En effet le rapport entre le nombre de ν_μ ascendants et descendants était différent de l'unité. Cet effet pouvait également être expliqué par le phénomène d'oscillation des neutrinos. En 2002, le prix Nobel a été attribué à Davis et à Koshiba pour les expériences pionnières de Homestake et Kamiokande respectivement. La mise en évidence expérimentale des oscillations de neutrinos atmosphériques et donc de la masse des neutrinos a été réalisée par l'expérience Super-Kamiokande [15] en 1998 puis confirmée par les expériences sur faisceau K2K [16] et MINOS [17].

En 2002, le problème persistant des neutrinos solaires trouva également sa solution. Les résultats de l'expérience SNO ont en effet abouti à une détermination indépendante des modèles solaires du flux total de neutrinos (toutes saveurs confondues) et, en combinaison avec les autres expériences de neutrinos solaires a montré que les neutrinos provenant du Soleil subissaient un changement de saveur au cours de leur propagation jusqu'à la Terre. À la fin de l'année 2002, l'expérience KamLAND [18] a permis une validation du phénomène d'oscillation en mesurant les neutrinos provenant de réacteurs.

Considérés dans leur ensemble, tous les résultats expérimentaux obtenus depuis les années 60 s'ajustent très bien dans un modèle à trois neutrinos massifs, qui correspond au cadre le plus simple envisagé des trois générations leptoniques. Il existe une exception, les résultats de l'expérience LSND [19] mettant en évidence une différence de masse au carré de 3 à 5 ordres de grandeur supérieure à celles obtenues pour les oscillations solaire et atmosphérique. Cependant, l'hypothèse de LSND a été infirmée par les récents résultats de MiniBooNe [20]. Les oscillations de trois familles de neutrinos impliquent donc deux différences de masse au carré Δm_\odot^2 et Δm_{ATM}^2 , trois angles de mélange θ_{12} , θ_{23} et θ_{13} , et une phase de violation CP, δ . Les résultats expérimentaux actuels peuvent être résumés au premier ordre par deux oscillations indépendantes à deux saveurs : le couple $(\Delta m_{21}^2, \theta_{12})$ pour les expériences de neutrinos solaires et l'expérience KamLAND et le couple $(\Delta m_{32}^2, \theta_{23})$ pour les expériences de neutrinos atmosphériques et les expériences sur faisceau K2K et MINOS.

Le dernier angle de mélange apparaît dans ce cadre comme le paramètre clé des effets des oscillations à trois familles puisqu'il couple les oscillations à fréquence "atmosphérique" et celles à fréquence "solaire". Les expériences auprès de réacteurs CHOOZ [21] et Palo Verde [22] ont permis de contraindre cet angle de mélange, nous indiquant qu'il est petit comparativement aux deux autres angles de mélange mais celui-ci n'a jamais été mesuré. Il n'y a a priori aucune raison particulière pour que cet angle soit nul et les analyses globales à trois saveurs semblent favoriser des valeurs θ_{13} positives. La mesure de cet angle de mélange est le grand défi et la priorité majeure de la physique des neutrinos actuelle. Dans un modèle à trois familles, il est possible d'observer une violation de CP leptonique au travers de la phase δ , comme déjà observée dans le secteur des quarks depuis 1964, à la seule condition que

θ_{13} soit différent de zéro. La violation de CP dans le secteur leptonique pourrait permettre d'expliquer ou au moins de fournir des pistes sur la question fondamentale de l'origine de l'asymétrie observée entre matière et antimatière de l'univers au travers du processus de leptogénèse.

Après avoir décrit les aspects théoriques que sous-tendent le phénomène d'oscillation des neutrinos (chapitre 1), nous dressons un panorama de la situation expérimentale actuelle ainsi que des projets dédiés à la mesure de θ_{13} (chapitre 2).

Nous consacrons la suite de cette thèse à l'expérience Double Chooz (chapitres 3, 4, 5, 6 et 7). Celle-ci a pour but de mesurer les oscillations des antineutrinos électroniques auprès de la centrale nucléaire de Chooz, située en France, dans la région des Ardennes. Ce projet est conduit par une collaboration internationale, dont la plupart des collaborateurs ont déjà participé à des expériences de mesure de neutrinos auprès de réacteurs nucléaires, ou des projets utilisant des techniques de détection basées sur les liquides scintillants. Cette expérience profite donc des développements acquis pendant ces trois dernières décennies pour réaliser une mesure d'une précision encore jamais atteinte du paramètre de mélange θ_{13} . L'amélioration des résultats de l'expérience CHOOZ passe par une réduction des erreurs statistiques et systématiques, c'est-à-dire non seulement observer un échantillon de données conséquent, mais également maîtriser les incertitudes expérimentales intervenant dans la production et la détection des antineutrinos électroniques produits par la centrale nucléaire ainsi que les bruits de fonds engendrés par la radioactivité naturelle ou du détecteur en lui-même et les interactions des rayonnements cosmiques. Le contrôle des erreurs systématiques sera réalisé par l'utilisation de deux détecteurs identiques pour réaliser une mesure relative.

Les détecteurs de l'expérience sont décrits en détail (chapitre 3). Nous présentons le travail réalisé pendant la fabrication puis l'intégration de l'enceinte buffer pour garantir des conditions de radiopureté et de propreté optimale ainsi que celui de caractérisation des propriétés optiques de l'enceinte (chapitre 4).

Nous avons mis en place une simulation des spectres antineutrinos issus de réacteurs permettant de contrôler les sources d'erreurs systématiques liées à la production de ces particules par la centrale (chapitre 5). Ces simulations sont capitales pour tirer un maximum d'information des deux phases de l'expérience et donc pour la mesure de θ_{13} .

Nous présentons pour finir, le travail effectué concernant le contrôle de la systématique de normalisation de l'expérience au travers de la détermination précise du nombre de protons cible par mesure de pesée (chapitre 6) et par l'étude du volume fiduciel des détecteurs nécessitant une modélisation précise de la physique des neutrons (chapitre 7).

Chapitre 1

Les neutrinos dans le Modèle Standard et au-delà

Pure mathematics is, in its way, the poetry of logical ideas.

Albert Einstein

Les résultats expérimentaux obtenus ces trente dernières années concernant le phénomène de mélange des différents types de neutrinos nous ont montré que la masse des neutrinos est non nulle. Nous présentons tout d'abord dans ce chapitre une description générale du Modèle Standard de la physique des particules et notamment du mécanisme de Higgs qui confère une masse aux particules physiques. Ce modèle n'est pas adéquat pour rendre compte des observations expérimentales concernant la masse des neutrinos et doit donc être en partie révisé. Nous présentons dans la suite plusieurs propositions, les plus naturelles et les plus en vogue, permettant de générer une masse à ces particules. Nous décrivons pour finir les aspects théoriques du phénomène d'oscillation des neutrinos.

1.1 Contenu en champs du Modèle Standard de la physique des particules

Le Modèle Standard de la physique des particules décrit les interactions forte, électromagnétique et faible entre les différents constituants élémentaires de la matière dans le cadre de la théorie quantique des champs qui réunit relativité restreinte et mécanique quantique. Le Modèle Standard est une théorie de jauge basée sur le groupe local de symétrie $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ où les indices C , L et Y représentent respectivement la couleur, l'isospin faible et l'hypercharge. Dans ce type de théorie, c'est le groupe de jauge qui fixe de façon unique les interactions ainsi que leur vecteurs, les bosons, qui sont les générateurs du groupe. Dans le Modèle Standard, l'interaction forte peut être traitée séparément des autres parce qu'elle est basée sur le groupe de couleur $SU(3)_C$ dont la symétrie n'est pas brisée et qui ne se mélange pas avec le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$. À contrario, les interactions électromagnétique

fermions			bosons	
			de jauge	de Higgs
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	g	
			Z^0, W^+, W^-	h^0, h^+
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$	γ	

TABLE 1.1 – Particules du Modèle Standard classées par secteur. Les doublets d’isospin faible des fermions se caractérisent par une composante haute de type u et une composante basse de type d .

et faible ne peuvent être traitées séparément en raison du mélange entre les bosons neutres de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. Ces interactions sont unifiées et forment l’interaction électrofaible.

Le Modèle Standard classe les particules élémentaires en deux grandes familles (voir tableau 1.1) qui possèdent des propriétés de symétrie spécifiques. Les bosons sont toujours dans un état symétrique sous l’échange de particules. Ils obéissent à la statistique de Bose-Einstein et ne sont pas soumis au principe d’exclusion de Pauli. À contrario, les fermions obéissent à la statistique de Fermi-Dirac et répondent donc au principe d’exclusion de Pauli. Ils ne peuvent se trouver que dans un état totalement antisymétrique sous l’échange de particules. Les fermions sont des particules de spin demi-entier alors que les bosons sont de spin entier. Les trois familles de quarks et de leptons sont associées à une *saveur* et se transforment de manière identique sous les symétries locales de la théorie. Le Modèle Standard classe les bosons dans deux secteurs disjoints : le secteur de jauge qui décrit les interactions des fermions avec des bosons de spin 1 véhiculant les interactions forte, électromagnétique et faible et le secteur de Higgs qui décrit les interactions des fermions avec les bosons de Higgs de spin 0, h^+ et h^0 . Les bosons de Higgs ont été initialement introduits pour briser la symétrie de jauge des interactions faibles en attribuant une masse aux bosons vecteurs que sont les W^+ , W^- et Z^0 et sont activement recherchés à l’heure actuelle au LHC (CERN) ainsi qu’au Tevatron (Fermilab). D’autre part, dans le Modèle Standard, c’est le couplage avec les bosons de Higgs qui est à l’origine des masses des quarks et des leptons. Les interactions des bosons de Higgs engendrent un mélange entre les trois familles de quarks : les états propres de saveur qui sont les membres des doublets d’isospin faible et qui se transforment l’un en l’autre par interaction avec les bosons W sont mélangés et ne sont plus assimilables aux états propres de masse résultants qui sont les états de masse définie intervenant lors des interactions avec les bosons de Higgs.

Comme dans toute symétrie de jauge, le groupe de symétrie du Modèle Standard fixe de façon unique les interactions c’est-à-dire le nombre de bosons de jauge ainsi que leurs propriétés avec uniquement trois paramètres indépendants qui sont les constantes de couplage des groupes $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. Il faut leur ajouter un paramètre supplémentaire très petit, lié au problème de violation \mathcal{CP} de l’interaction forte (voir par exemple [23]). Le secteur

des fermions dépend quant à lui de treize paramètres indépendants : les six masses des quarks, les trois masses des leptons chargés (les neutrinos sont supposés de masse nulle) ainsi que les quatre paramètres de mélange des quarks (trois angles de mélange et une phase). Le secteur de Higgs rajoute encore deux paramètres au dix-sept déjà cités : une masse ainsi qu'une constante de couplage. Le Modèle Standard dépend donc de dix-neuf paramètres qui sont les paramètres libres du lagrangien. Ils ne sont déterminés par aucun principe fondamental et doivent être déterminés à partir d'expériences à basse énergie devant l'échelle d'énergie électrofaible. Les succès du Modèle Standard sont nombreux et bien que testé activement depuis plus de cinquante ans notamment auprès du collisionneur LEP, il n'a jamais pu être mis en défaut et est capable de décrire tous les phénomènes observés à une exception près : l'oscillation des neutrinos. C'est pour cela que les neutrinos sont une fenêtre possible d'étude de la physique au-delà du Modèle Standard.

1.2 Le mécanisme de Higgs

Le mécanisme de Higgs est une méthode implémentée pour accompagner la brisure spontanée de la symétrie électrofaible $SU(2) \times U(1)$. La brisure de symétrie consiste à choisir un état fondamental qui ne présente plus les symétries du lagrangien. Dans le Modèle Standard, les masses des bosons de jauge W et Z ainsi que celles de tous les autres fermions sont générées au travers du mécanisme de Higgs.

La brisure de symétrie électrofaible se fait par l'introduction d'un doublet complexe de $SU(2)$, le doublet de Higgs :

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

où $\phi^+(x)$ est un champ scalaire chargé et $\phi^0(x)$ un champ scalaire neutre. Le couplage du doublet de Higgs aux champs fermioniques et aux champs de jauge du Modèle Standard ne peut se faire qu'à la condition de lui donner l'hypercharge $Y = 1$.

On rajoute à la densité de lagrangien du secteur électrofaible du Modèle Standard le terme :

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi) \quad (1.2)$$

avec D_μ la dérivée covariante qui remplace dans les théories de jauge la dérivée usuelle ∂_μ et $V(\Phi^\dagger \Phi)$ le potentiel utilisé pour briser la symétrie :

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.3)$$

avec λ le coefficient d'auto-couplage des champs de Higgs ($\lambda > 0$) et μ qui définit la masse du Higgs physique $m_h = \sqrt{-2\mu^2}$ ($\mu^2 < 0$).

En négligeant le terme constant $v^4/4$ inutile dans notre étude, la valeur du potentiel de Higgs peut s'écrire :

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \lambda \left(\Phi^\dagger \Phi - \frac{v^2}{2} \right)^2, \quad v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (1.4)$$

et l'on voit facilement que le potentiel est minimal pour $\Phi^\dagger\Phi = \frac{v^2}{2}$

En théorie quantique des champs, le vide, qui est par définition l'état d'énergie la plus faible, correspond au minimum du potentiel. Pour le champ de Higgs la valeur attendue du vide (VEV) n'est plus le minimum de V en $\phi_0 = 0$ mais en :

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

La symétrie $SU(2) \times U(1)$ est spontanément brisée c'est-à-dire que bien que le lagrangien soit parfaitement symétrique, le vide ainsi que toutes les particules ne présente plus les symétries du lagrangien.

Si l'on désire dériver les propriétés physiques des particules résultant de la brisure de la symétrie, il faut réécrire le doublet de Higgs sous une nouvelle forme. Dans la jauge unitaire, c'est à dire dans la jauge où les états physiques apparaissent explicitement, le doublet de Higgs prend la forme :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

où le champ $H(x)$ représente le boson de Higgs physique.

1.3 Masse des leptons dans le Modèle Standard

Dans le Modèle Standard, la masse des fermions dérive du mécanisme de Higgs au travers du couplage des champs fermioniques avec le doublet de Higgs : c'est le couplage de Yukawa. Un fermion possédant une masse doit exister avec les deux chiralités (gauche et droite) puisque les seuls opérateurs de champ qui produisent une masse non nulle pour les fermions sont les produits bilinéaires qui renversent la chiralité des particules :

$$m_f \bar{f}f = m_f (\bar{f}_L f_R + \bar{f}_R f_L) \quad (1.7)$$

Dans le Modèle Standard, les f_R sont des singulets de $SU(2)_L$ alors que les f_L sont des doublets. Les termes de type $\bar{f}_L f_R$ ne sont donc pas invariant sous la symétrie électrofaible. L'introduction du doublet d'isospin faible de Higgs permet de remédier à cet effet. On peut déjà faire la remarque que, puisque les neutrinos n'ont pas de composante de chiralité droite dans le Modèle Standard (voir tableau 1.2), les couplages de type $\bar{\nu}_{\alpha L} \nu_{\alpha R}$ n'existent pas et ils ne peuvent pas posséder de masse.

Nous ne nous occupons dans cette section que de la masse des leptons. Pour cela, introduisons quelques notations. Nous notons les trois générations de doublets leptoniques d'isospin faible du Modèle Standard :

$$L'_{\alpha L} \equiv \begin{pmatrix} \nu'_{\alpha L} \\ \alpha'_L \end{pmatrix}, \quad \alpha = e, \mu, \tau \quad (1.8)$$

	I	I_3	Y	Q
$\nu'_{\alpha L}$	1/2	1/2	-1	0
α'_L	1/2	-1/2	-1	-1
α'_R	0	0	-2	-1

TABLE 1.2 – Isospin faible I et sa troisième composante I_3 , hypercharge Y et charge électrique $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$ (formule de Gell-Mann-Nishijima) des doublets et des singulets leptoniques du Modèle Standard.

ainsi que les trois générations de singulets :

$$\ell'_{\alpha R} \equiv \alpha'_R, \quad \alpha = e, \mu, \tau \quad (1.9)$$

écrits dans la base des états propres de saveur, identifiée par le “prime” dont les caractéristiques sont données dans le tableau 1.2.

Muni des notations précédemment définies, on peut écrire la densité de lagrangien de Yukawa qui représente le couplage entre le Higgs et les leptons chargés :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = - \sum_{\alpha, \beta = e, \mu, \tau} Y_{\alpha\beta}^{\ell\ell} \overline{L}'_{\alpha L} \Phi \ell'_{\beta R} + \text{h.c.} \quad (1.10)$$

dans laquelle le terme h.c. dénote le conjugué hermitique. Pour des raisons de lisibilité, ce terme sera dorénavant omis dans les équations. Puisque le doublet de Higgs possède une hypercharge $Y=1$, le lagrangien de Yukawa est manifestement invariant sous la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. La matrice $Y^{\ell\ell}$ qui représentent l’amplitude du couplage entre les leptons chargés et les bosons de Higgs est une matrice 3×3 complexe et est appelée matrice de Yukawa. Si l’on se place dans la jauge unitaire et que l’on prend la valeur du doublet de Higgs définit dans l’équation (1.6), la densité de lagrangien de Yukawa devient :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = - \left(\frac{v + H}{\sqrt{2}} \right) \sum_{\alpha, \beta = e, \mu, \tau} Y_{\alpha\beta}^{\ell\ell} \overline{\ell}'_{\alpha L} \ell'_{\beta R} \quad (1.11)$$

où l’on a défini la notation :

$$\ell'_{\alpha L} \equiv \alpha'_L, \quad \alpha = e, \mu, \tau. \quad (1.12)$$

Cette forme fait apparaitre deux termes : le terme proportionnel à la valeur attendue du vide v du doublet de Higgs qui est un terme de masse pour le fermion considéré alors que le terme proportionnel au champ de Higgs physique représente le couplage trilineaire entre le lepton considéré et le boson de Higgs.

Les couplages de Yukawa ne sont en général pas diagonaux dans la base des états propres de saveur. Par conséquent, les états de saveurs e' , μ' et τ' n’ont pas de masse bien définie. Les états propres de masse des leptons chargés s’obtiennent en diagonalisant la matrice $Y^{\ell\ell}$.

Avant de diagonaliser, réécrivons la densité de lagrangien de Yukawa sous forme matricielle :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\left(\frac{v+H}{\sqrt{2}}\right)\overline{\ell}'_L Y'^\ell \ell'_R \quad \text{avec} \quad \ell'_L \equiv \begin{pmatrix} e'_L \\ \mu'_L \\ \tau'_L \end{pmatrix}, \quad \ell'_R \equiv \begin{pmatrix} e'_R \\ \mu'_R \\ \tau'_R \end{pmatrix}. \quad (1.13)$$

Plaçons nous désormais dans la base des états propres de masse obtenue en diagonalisant la matrice de couplage de Yukawa :

$$Y^\ell = V_L^{\ell\dagger} Y'^\ell V_R^\ell, \quad Y^\ell = \text{diag}(y_e^\ell, y_\mu^\ell, y_\tau^\ell) \quad (1.14)$$

avec V_L^ℓ et V_R^ℓ des matrices 3×3 unitaires. On a enlevé le “prime” pour indiquer que nous travaillons désormais dans la base des états propres de masse. Dans cette base, la densité de lagrangien de Yukawa se réécrit :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\left(\frac{v+H}{\sqrt{2}}\right)\overline{\ell}_L Y^\ell \ell_R \quad (1.15)$$

avec :

$$\ell_L = V_L^{\ell\dagger} \ell'_L \equiv \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \\ \tau_L \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \ell_R = V_R^{\ell\dagger} \ell'_R \equiv \begin{pmatrix} e_R \\ \mu_R \\ \tau_R \end{pmatrix}. \quad (1.16)$$

qui sont les champs des leptons chargés de masse bien définie. La densité de lagrangien de Yukawa s’écrit finalement :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \frac{y_\alpha^\ell v}{\sqrt{2}} \overline{\ell}_\alpha \ell_\alpha - \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \frac{y_\alpha^\ell}{\sqrt{2}} \overline{\ell}_\alpha \ell_\alpha H \quad (1.17)$$

où les champs $\ell_\alpha \equiv \ell_{\alpha L} + \ell_{\alpha R}$ représentent les leptons chargés de masse définie :

$$\ell_e \equiv e, \quad \ell_\mu \equiv \mu, \quad \ell_\tau \equiv \tau. \quad (1.18)$$

Le premier terme de l’équation est identifié au terme de masse du lepton chargé, on peut reconnaître en comparant avec l’équation (1.7) :

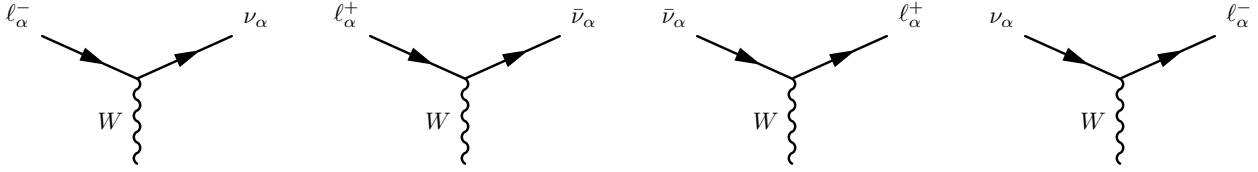
$$m_\alpha = \frac{y_\alpha^\ell v}{\sqrt{2}} \quad (\alpha = e, \mu, \tau). \quad (1.19)$$

La densité de lagrangien de couplage des fermions aux bosons vecteurs W s’écrit,

$$\mathcal{L}_{W,L} = \frac{g}{\sqrt{2}}(W_\rho^+ j^\rho + W_\rho^- j^{\rho\dagger}) \quad (1.20)$$

où j^ρ est le courant faible élevant la charge électrique d’une unité comme montré sur les deux premiers diagrammes de la figure 1.1 et $j^{\rho\dagger}$ le courant faible abaissant la charge d’une unité comme montré sur les deux derniers diagrammes :

$$j^\rho = 2\overline{\nu}'_L \gamma^\rho \ell'_L = 2\overline{\nu}'_L \gamma^\rho V_L^\ell \ell_L \quad \text{avec} \quad \nu'_L = \begin{pmatrix} \nu'_{eL} \\ \nu'_{\mu L} \\ \nu'_{\tau L} \end{pmatrix}. \quad (1.21)$$


 FIGURE 1.1 – Diagrammes de Feynman de couplage des leptons chargés au bosons vecteurs W .

La constante g caractérise l'intensité des interactions faibles et les matrices γ^ρ sont les matrices de Dirac.

Puisque les champs de neutrinos sont de masse nulle dans le Modèle Standard, on peut leur appliquer la transformation :

$$\boldsymbol{\nu}_L = V_L^{\ell\dagger} \boldsymbol{\nu}'_L \equiv \begin{pmatrix} \nu'_{eL} \\ \nu'_{\mu L} \\ \nu'_{\tau L} \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

et réexprimer le courant chargé faible :

$$j_{W,L}^\rho = 2\bar{\boldsymbol{\nu}}_L \gamma^\rho \boldsymbol{\ell}_L = 2 \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{\alpha L} \gamma^\rho \ell_{\alpha L} \quad (1.23)$$

avec les champs de masse nulle de neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ et les champs de leptons de masse bien définie de l'équation (1.18). Les champs de neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ représentent les états propres de saveur puisque chacun d'eux ne se couple qu'avec le lepton chargé de saveur correspondante via le courant chargé faible. Dans le Modèle Standard les champs de neutrinos sont aussi bien états propres de saveur que de masse puisque n'importe quelle combinaison linéaire de champs de masse nulle est toujours un champ de masse nulle. Nous allons le voir dans la prochaine section, si les neutrinos sont massifs, les champs de saveurs ne sont plus assimilables aux états propres de masse du lagrangien, ce qui conduit au mélange des neutrinos.

1.4 Extension du Modèle Standard : masse des neutrinos et mélange des saveurs

L'expérience Super-Kamiokande dans l'étude des neutrinos atmosphériques et les expériences de neutrinos solaires ont fourni la preuve que les neutrinos oscillent entre différents états de saveur. Ce phénomène ne peut s'expliquer que si l'on suppose que les neutrinos sont des particules massives. Nous avons vu dans la section précédente que, dans le Modèle Standard, un fermion massif doit exister dans les deux états de chiralité gauche et droite. Pour des raisons expérimentales, notamment la violation maximale de parité dans les désintégrations β , les concepteurs du Modèle Standard n'ont pas introduit de champs de neutrinos de chiralité droite ou d'antineutrinos de chiralité gauche dans la théorie V-A.

Une extension possible du Modèle Standard consiste à introduire des champs de neutrinos de chiralité droite. Cet ajout ne semble pas contre nature puisqu'il rétablit la symétrie entre les secteurs des quarks et des leptons. Les champs rajoutés à la théorie sont différents des champs précédemment définis : ce sont des singulets de $SU(2)$ d'hypercharge $Y = 0$. Ils ne participent à aucune interaction du Modèle Standard qu'elle soit forte, électromagnétique ou faible. On parle de particules stériles.

1.4.1 Masse de Dirac

On peut générer une masse de Dirac pour les neutrinos avec le même mécanisme de Higgs qui a donné une masse aux leptons chargés. Pour cela, on rajoute trois champs de neutrinos droits au Modèle Standard. En réécrivant le couplage des champs fermioniques au doublet de Higgs, on peut définir une nouvelle densité de lagrangien de Yukawa qui s'écrit en jauge unitaire :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\left(\frac{v+H}{\sqrt{2}}\right) \left[\bar{\ell}'_L Y'^{\ell} \ell'_R + \bar{\nu}'_L Y'^{\nu} \nu'_R \right] + \text{h.c.} \quad (1.24)$$

avec les notations définies dans (1.13) et (1.21) et en introduisant :

$$\nu'_R \equiv \begin{pmatrix} \nu'_{eR} \\ \nu'_{\mu R} \\ \nu'_{\tau R} \end{pmatrix}. \quad (1.25)$$

On peut, comme on l'a vu précédemment, chercher à exprimer cette densité de lagrangien dans la base des états propres de masse. La matrice de Yukawa des leptons chargés Y'^{ℓ} peut toujours se diagonaliser comme dans (1.14) et la matrice de Yukawa des neutrinos peut être diagonalisée de manière similaire :

$$Y^{\nu} = V_L^{\nu\dagger} Y'^{\nu} V_R^{\nu}, \quad Y^{\nu} = \text{diag}(y'_1, y'_2, y'_3) \quad (1.26)$$

On peut ainsi définir les champs de neutrino massifs :

$$\mathbf{n}_L = V_L^{\nu\dagger} \nu'_L \equiv \begin{pmatrix} \nu_{1L} \\ \nu_{2L} \\ \nu_{3L} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{n}_R = V_R^{\nu\dagger} \nu'_R \equiv \begin{pmatrix} \nu_{1R} \\ \nu_{2R} \\ \nu_{3R} \end{pmatrix}, \quad (1.27)$$

ce qui donne désormais une densité de Lagrangien :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = - \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \frac{y'_\alpha v}{\sqrt{2}} \bar{\ell}_\alpha \ell_\alpha - \sum_{k=1}^3 \frac{y'_k v}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_k \nu_k \quad (1.28)$$

où les champs $\nu_k \equiv \nu_{kL} + \nu_{kR}$ sont les champs de neutrino de Dirac de masse bien définie et dans laquelle on a volontairement omis les termes de couplage trilineaire des fermions au boson de Higgs. La nouvelle densité de lagrangien ainsi obtenue confère une masse aux neutrinos :

$$m_k = \frac{y'_k v}{\sqrt{2}} \quad (k = 1, 2, 3). \quad (1.29)$$

Le courant chargé faible défini dans l'équation (1.21) prend alors la nouvelle forme :

$$j_W^\rho = 2\overline{\nu}'_L \gamma^\rho \ell'_L = 2\overline{\mathbf{n}}_L V_L^{\nu\dagger} \gamma^\rho V_L^\ell \ell_L = 2\overline{\mathbf{n}}_L U_{\text{PMNS}}^\dagger \gamma^\rho \ell_L. \quad (1.30)$$

L'introduction de trois champs de neutrinos droits dans le Modèle Standard introduit donc une matrice 3×3 complexe qui représente la proportion de mélange dans les processus d'interaction faible des leptons par courant chargé. On retrouve ainsi l'analogie entre les quarks et les leptons. En effet, dans le Modèle Standard, la matrice CKM [24] (Cabbibo-Kobayashi-Maskawa) représente le mélange des composantes basses des doublets d'isospin faibles des quarks. Désormais, il faut également tenir compte du mélange des composantes hautes des doublets d'isospin faible des leptons. Ce mélange est décrit par la matrice PMNS [25], équation (1.44), issue du travail de Pontecorvo et des physiciens Maki, Nakagawa et Sakata qui ont décrit le formalisme à trois saveurs. L'existence des matrices de mélange est donc une conséquence de la brisure de la symétrie électrofaible par l'intermédiaire du mécanisme de Higgs

1.4.2 Masse de Majorana

Comme nous venons de le voir, l'introduction des masses et du mélange des neutrinos ne peut se faire qu'au prix de l'ajout d'états non observés ν_R . Cependant, les couplages de Yukawa décrits par la matrice Y^ν , incorporés dans le lagrangien des termes de masse doivent être de plusieurs ordres de grandeurs en-dessous des autres couplages pour expliquer les masses extrêmement faibles des neutrinos. De même, nous avons choisi d'introduire trois champs droits de neutrinos mais rien ne contraint ce nombre et on peut montrer que l'on peut générer une masse de Dirac avec plus de champs droits... ou moins !

Pour générer les masses de Dirac des neutrinos, nous avons utilisé la décomposition chirale du champ $\nu = \nu_L + \nu_R$, où ν_L et ν_R sont des spineurs à deux composantes. Dans le cas de particules de masse nulle, les équations du mouvement des champs chiraux sont découplées et l'équation de Dirac, généralisation relativiste de l'équation de Schrödinger pour des particules de spin 1/2, peut s'écrire :

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \nu_L = 0 \quad \text{et} \quad i\gamma^\mu \partial_\mu \nu_R = 0. \quad (1.31)$$

Les neutrinos peuvent donc être décrits par un seul champ chirale (droit ou gauche) à deux composantes, et les spineurs ν_L et ν_R sont appelés spineurs de Weyl. Dans le Modèle Standard, les neutrinos, considérés de masse nulle, sont décrits par de tel spineurs.

Si désormais on cherche à décrire un neutrino massif, les équations du mouvement sont couplées par sa masse m_ν :

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \nu_L = m_\nu \nu_R \quad \text{et} \quad i\gamma^\mu \partial_\mu \nu_R = m_\nu \nu_L, \quad (1.32)$$

on parle alors de spineurs de Majorana. Ettore Majorana a proposé que ν_L et ν_R ne soient pas nécessairement indépendants comme dans la description de Dirac [26]. Les deux équations

ci-dessus (1.32) seraient alors l'expression d'une même équation à condition de poser :

$$\nu_R = \xi \mathcal{C} \overline{\nu_L}^T = \eta_C \nu_L^{\mathcal{C}} \quad (1.33)$$

où ξ est une phase qui peut être absorbée dans celle de ν_L et \mathcal{C} est la matrice de conjugaison de charge. On ne fait donc intervenir qu'un seul champ ν_L puisque $\nu_L^{\mathcal{C}}$, conjugué d'un champ gauche, est un champ droit ($P_L \nu_L^{\mathcal{C}} = 0$). Le choix de la phase η_C est sans importance et on choisit, pour d'évidentes raisons de simplification d'imposer cette phase égale à l'unité. Finalement :

$$\nu_L^{\mathcal{C}} = \mathcal{C} \overline{\nu_L}^T \quad (1.34)$$

Le champ de Majorana s'écrit donc :

$$\nu = \nu_L + \nu_L^{\mathcal{C}} \quad \text{et} \quad \bar{\nu} = \bar{\nu}_L \quad (1.35)$$

Cette dernière équation impose donc que, dans la description de Majorana, le neutrino soit égal à son antiparticule. Un fermion de Majorana ne peut donc être qu'électriquement neutre. Le neutrino est donc le seul fermion du Modèle Standard pouvant être décrit par un tel spineur. Les spineurs de Majorana ne comportent que deux composantes et cette description des fermions non chargés est plus simple que la description de Dirac puisqu'elle ne nécessite pas d'introduire la notion d'antiparticules.

Du point de vue de la masse du neutrino, il est toujours possible d'écrire un terme de masse de type $M \bar{\nu} \nu$ dans la description de Majorana, où M est appelée masse de Majorana. En effet, le champ $\nu_L^{\mathcal{C}}$ est un champ droit donc les termes croisés des projections chirales s'annulent comme dans le cas de la masse de Dirac. C'est également un invariant de Lorentz qui se transforme comme ν_L donc les termes restant sont invariants de Lorentz et peuvent générer des masses via la densité de lagrangien

$$\mathcal{L}_{\text{Majorana}}^L = -\frac{1}{2} M_L (\overline{\nu_L^{\mathcal{C}}} \nu_L + \overline{\nu_L} \nu_L^{\mathcal{C}}) \quad (1.36)$$

où le facteur $1/2$ est ajouté pour éviter un double comptage puisque $\nu_L^{\mathcal{C}}$ et $\overline{\nu_L}$ ne sont pas indépendants si l'on s'en réfère à l'équation (1.34). La même densité de lagrangien peut être écrite en utilisant la description avec le champ droit ν_R .

$$\mathcal{L}_{\text{Majorana}}^R = -\frac{1}{2} M_R (\overline{\nu_R^{\mathcal{C}}} \nu_R + \overline{\nu_R} \nu_R^{\mathcal{C}}) \quad (1.37)$$

Du point de vue des symétries du Modèle Standard, la densité de lagrangien de Majorana écrite avec le champ gauche ν_L viole manifestement la symétrie d'isospin faible. Elle ne peut exister qu'en ajoutant une physique au-delà du Modèle Standard par exemple un triplet de bosons de Higgs. Du point de vue des interactions, les descriptions de Dirac et de Majorana sont équivalentes puisque le champ droit n'intervient pas dans le Modèle Standard. Les expériences d'oscillation, bien que sensibles aux masses des neutrinos, ne peuvent en aucun cas distinguer la nature Dirac ou Majorana de ces masses. Seules les expériences

de double désintégration β sans émission de neutrino sont sensibles à la nature de la masse des neutrinos.

Le terme de masse de Majorana gauche (1.36) n'est pas invariant sous la symétrie de jauge globale $U(1) : \nu_L \rightarrow e^{i\Phi} \nu_L$ puisque $\overline{\nu_L^c} = -\nu_L^T \mathcal{C}^\dagger$ et le nombre leptonique global peut être violé de deux unités. Il en est évidemment de même pour le terme de masse de Majorana droit (1.37). Cependant, puisque la masse des neutrinos est très faible, le nombre leptonique L n'est que très faiblement violé. Cette violation peut donc être négligée dans tous les processus où la masse de Majorana des neutrinos n'intervient pas.

1.4.3 Mécanisme de la bascule

Nous venons de proposer deux descriptions permettant de donner une masse aux neutrinos de masse nulle du Modèle Standard : Dirac et Majorana. Nous savons que le champ chiral ν_L existe puisqu'il intervient dans la densité de lagrangien des interactions par courant chargé. Nous ne savons pas si le champ chiral ν_R existe mais il n'est aucunement exclu par les symétries du Modèle Standard. Si seul le champ ν_L existe, alors la densité de lagrangien ne contient que le terme de masse de Majorana gauche (1.36) et le neutrino est une pure particule de Majorana. Cependant, la physique du Modèle Standard doit alors être étendue. Si le champ chiral ν_R existe lui aussi, on peut ajouter à la densité de lagrangien le terme de masse de Dirac et le neutrino est une particule de Dirac. On peut également ajouter le terme de masse de Majorana droit (1.37). De manière générale, il est cependant possible de regrouper les descriptions Dirac et Majorana. On écrit alors un terme de masse de Dirac-Majorana de la forme :

$$\mathcal{L}_{\text{masse}}^{D+M} = (\overline{\nu_L^c}, \overline{\nu_R}) \begin{pmatrix} M_L & m \\ m & M_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

où m est la masse de Dirac du neutrino et M_L et M_R les masses de Majorana gauche et droite. Les deux champs ν_L et ν_R décrivant les neutrinos dans ce modèle sont des spineurs de Majorana.

En diagonalisant la matrice de masse de l'équation (1.38), on peut déterminer les valeurs propres de masse correspondantes :

$$m_{\pm} = \frac{1}{2} \rho_{\pm} (M_L + M_R \pm \sqrt{(M_L - M_R)^2 + 4m^2}). \quad (1.39)$$

Le facteur $\rho_{\pm} = \pm 1$ permet d'assurer que les masses soient positives et dépend de la phase de \mathcal{CP} du champ de neutrino considéré. Les états propres de saveur ν_{\pm} sont alors décrits comme un mélange des champs ν_L et ν_R caractérisé par l'angle de mélange θ tel que :

$$\tan(2\theta) = \frac{2m}{M_R + M_L} \quad (1.40)$$

On peut alors considérer différentes situations :

- la limite Dirac où $M_L = M_R = 0$ et $\theta = 45^\circ$, les deux états propres de masse sont alors dégénérés puisque $m_{\pm} = m$ et ont des parités \mathcal{CP} opposées. Cette situation reconduit

à la masse de Dirac pure du neutrino qui est alors la combinaison des deux champs de Majorana dégénérés ν_{\pm} .

- la limite pseudo-Dirac où $m \gg M_L, M_R$ et $\theta \approx 45^\circ$, est approximativement équivalente à la situation précédente.
- la limite Majorana où $m = 0$, qui ramène à la description de Majorana pure du neutrino.
- le mécanisme de la bascule où $M_R \gg m$ et $M_L = 0$. L'hypothèse d'une masse de Majorana nulle est justifiable puisque le terme de masse de Majorana pour le champ gauche ν_L est interdit par les symétries du Modèle Standard. On obtient alors deux valeurs propres de masse :

$$m_+ \approx M_R \quad \text{et} \quad m_- \approx \frac{m^2}{M_R}. \quad (1.41)$$

Par conséquent, m_+ correspond à un neutrino ν_+ aussi lourd que M_R tandis que m_- correspond à un neutrino ν_- très léger, d'où le nom de mécanisme de la bascule (appelé *see-saw* dans la littérature anglaise). L'angle de mélange θ est très faible puisque :

$$\tan(2\theta) = 2 \frac{m}{M_R} \ll 1 \quad (1.42)$$

On peut alors décrire ν_+ comme un neutrino purement stérile ν_R et ν_- par un neutrino purement actif ν_L qui est contenu dans le Modèle Standard.

Le mécanisme de la bascule est très intéressant puisqu'il permet d'expliquer la très faible masse des neutrinos impliqués dans l'interaction faible, tout en générant la masse de Dirac m selon le mécanisme de Higgs comme pour tous les autres fermions du Modèle Standard. L'ordre de grandeur pour la masse de Dirac est le même que pour celle des autres fermions. Le problème de l'échelle des masses dans le Modèle Standard peut donc être résolu autrement que par le recours à un couplage de Yukawa inexplicablement faible pour les neutrinos. D'autre part ce mécanisme permet également de comprendre qu'à cause de leur masse trop élevée, les neutrinos droits n'ont pas pu être observés. L'échelle d'énergie mise en jeu pour la masse M_R pourrait être de l'ordre de l'échelle de grande unification (10^{14-16} GeV) pour laquelle les interactions forte, électromagnétique et faible sont indissociables [27].

1.4.4 Structure du secteur des neutrinos

Comme nous l'avons vu précédemment, le couplage des leptons avec les bosons de Higgs brise la symétrie des saveurs et introduit des angles de mélange dans les couplages faibles chargés. Nous allons à présent détailler la matrice de mélange des leptons : U_{PMNS} . La matrice de mélange est une matrice unitaire de dimension $N=3$ à coefficients complexes. Les $2N^2=18$ coefficients nécessaires à sa description sont réduits à $N^2=9$ coefficients en tenant compte de la relation d'unitarité. Si la matrice de mélange était réelle, elle posséderait $N(N-1)/2=3$ coefficients indépendants, définis comme les angles de mélange. Néanmoins, cette matrice

est complexe. Parmi les phases qui y figurent, $2N-1=5$ sont non physiques car elles peuvent être absorbées en redéfinissant les phases des champs leptoniques. La dernière est globale et ne peut être réabsorbée par la redéfinition des phases des champs. Il reste donc une unique phase indépendante. La matrice de mélange peut être définie de bien des façons, mais un choix astucieux de ses paramètres [28] peut grandement aider à en comprendre la structure. Pour cela :

- il doit exister une relation simple entre les $U_{\alpha i}$ les plus directement accessibles par les expériences et les paramètres angulaires ;
- la phase de violation \mathcal{CP} , qui quantifie la partie complexe de la matrice de mélange, doit n'être reliée qu'à un seul paramètre angulaire et si cet angle est petit la suppression de violation \mathcal{CP} sera clairement mise en évidence ;
- un bon choix des paramètres doit être facilement généralisable pour n'importe quel nombre de générations.

Ces recommandations sont toutes les trois respectées dans la paramétrisation usuelle de la matrice PMNS :

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.43)$$

dans laquelle nous avons utilisé les notations simplifiées pour alléger l'écriture : $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ plus généralement présentée sous sa forme développée :

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}. \quad (1.44)$$

Cette matrice relie simplement les états propres de saveur aux états propres de masse :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{\text{PMNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}. \quad (1.45)$$

Si les neutrinos sont de Majorana, 2 phases supplémentaires, α et β , apparaissent puisqu'elles ne peuvent pas être absorbées dans la redéfinition des champs de neutrinos qui ne sont plus, dans le cadre de la description de Majorana, invariants sous la symétrie $U(1)$. La matrice de mélange s'écrit dans ce cas :

$$U_{\text{PMNS}}^{\text{Majorana}} = U_{\text{PMNS}} \times \text{diag}(1, e^{i\alpha}, e^{i\beta}). \quad (1.46)$$

1.5 Oscillations des neutrinos

1.5.1 Formalisme à trois saveurs

La théorie standard des oscillations de saveurs des neutrinos a été établie pour la première fois en 1976 par Eliezer et Swift [29], Fritzsche et Minkowski [30] ainsi que par Bilenky et

Pontecorvo [31]. Cependant leur dérivation de la probabilité d'oscillation d'une saveur à une autre n'était pas basée sur un formalisme covariant. Nous présentons donc une formulation moderne des oscillations de neutrinos proposée par exemple dans [32, 33]. La dérivation de la probabilité d'oscillation entre saveurs est basée sur les trois hypothèses suivantes :

1. les neutrinos sont des particules ultra-relativistes.
2. les neutrinos produits ou détectés dans les processus d'interaction faible par courants chargés sont décrits par les états propres de saveurs :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle \quad (1.47)$$

où U est la matrice de mélange, $\alpha = e, \mu, \tau$ et $|\nu_k\rangle$ est l'état propre de masse m_k .

3. la durée de propagation est identifiée à la distance L parcourue par le neutrino entre le point de production et celui de détection.

Dans le cadre de l'approximation des ondes planes, les états propres de masse $|\nu_k\rangle$ sont les valeurs de l'hamiltonien avec des énergies propres E_k . Par conséquent, leur évolution est donnée par l'équation de Dirac dont la solution est :

$$|\nu_k(x, t)\rangle = e^{-i(E_k t - p_k x)} |\nu_k\rangle. \quad (1.48)$$

Considérons un état propre de saveur $|\nu_\alpha(x, t)\rangle$ qui décrit un neutrino de saveur définie α produit à un temps $t = 0$ et en une position $x = 0$. En substituant l'équation (1.48) dans l'équation (1.47), l'évolution temporelle de cet état est donnée par :

$$|\nu_\alpha(x, t)\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* e^{-i(E_k t - p_k x)} |\nu_k\rangle. \quad (1.49)$$

En utilisant la relation d'unitarité :

$$U^\dagger U = 1 \quad \iff \quad \sum_\alpha U_{\alpha k}^* U_{\alpha j} = \delta_{kj}, \quad (1.50)$$

on peut exprimer les états propres de masse dans la base des états propres de saveur à partir de l'équation (1.47) :

$$|\nu_k\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha k} |\nu_\alpha\rangle \quad (1.51)$$

En substituant (1.51) dans (1.49), nous obtenons :

$$|\nu_\alpha(x, t)\rangle = \sum_\beta \left(\sum_k U_{\alpha k}^* e^{-i(E_k t - p_k x)} U_{\beta k} \right) |\nu_\beta\rangle \quad (1.52)$$

qui montre que le neutrino de saveur α est, à une distance x , après un temps de propagation t , une superposition cohérente de différents états de saveur à la condition que la matrice

de mélange ne soit pas diagonale. La probabilité de transition $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ est donnée par la formule suivante :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(x,t) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(x,t) \rangle|^2 = \left| \sum_k U_{\alpha k}^* e^{-i(E_k t - p_k x)} U_{\beta k} \right|^2. \quad (1.53)$$

En considérant les neutrinos ultra-relativiste *i.e.* $x = t = L$, où L est la distance parcourue par le neutrino entre le lieu de production et le lieu de détection, la phase dans l'équation (1.53) peut se réécrire :

$$E_k t - p_k x = (E_k - p_k)L = \frac{E_k^2 - p_k^2}{E_k + p_k} L = \frac{m_k^2}{E_k + p_k} L \simeq \frac{m_k^2}{2E} L \quad (1.54)$$

Il est important de noter que dans l'équation (1.54) les phases des états de masse qui interviennent dans les oscillations de saveur sont indépendantes de toute hypothèse sur les énergies et les impulsions tant que la relation de dispersion $E_k^2 = p_k^2 + m_k^2$ est vérifiée.

En utilisant la phase déterminée dans l'équation (1.54) l'équation (1.53) peut se réécrire :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L,E) = \sum_{k,j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E}\right), \quad (1.55)$$

où $\Delta m_{kj}^2 = m_k^2 - m_j^2$ et $E = p$ est l'énergie du neutrino obtenue en négligeant les contributions des masses ($m \ll E$). L'expression obtenue présente un caractère oscillatoire et montre que la distance entre la source et le détecteur L et l'énergie du neutrino E sont les paramètres expérimentaux qui déterminent la phase d'oscillation :

$$\Phi_{kj} = -\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E}. \quad (1.56)$$

La phase est également déterminée par les différences de masses au carré Δm_{kj}^2 qui sont des constantes physiques. L'amplitude des oscillations est déterminée, quand à elle, de façon unique par les éléments de la matrice de mélange U . Ainsi, des expériences de mesures d'oscillation nous renseignent sur les valeurs des différences de masses au carré Δm_{kj}^2 et des éléments de la matrice de mélange U .

L'équation (1.55) peut se réécrire d'une façon plus "parlante" :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L,E) = \sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 + 2\text{Re} \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-2\pi i \frac{L}{L_{kj}^{\text{osc}}}\right), \quad (1.57)$$

dans laquelle nous avons séparé un terme constant du terme oscillant et défini la longueur d'oscillation :

$$L_{kj}^{\text{osc}} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{kj}^2}. \quad (1.58)$$

La longueur d'oscillation L_{kj}^{osc} est la distance pour laquelle la phase générée par Δm_{kj}^2 devient égale à 2π . Le terme d'oscillation de l'équation (1.57) est généré par l'interférence des

différents états propres de masse de l'état décrit par l'équation (1.49). Par conséquent, il ne peut exister que si les états propres de masse sont produits ou détectés de façon cohérente. Si pour quelque raison que se soit, il n'y a pas cohérence des états propres de masse à la production comme à la détection, la probabilité de transition $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ se réduit au terme constant qui est la probabilité de transition incohérente :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}^{\text{incohérent}} = \sum_k |\langle \nu_\beta | \nu_k \rangle e^{-i(E_k t - p_k x)} \langle \nu_k | \nu_\alpha \rangle|^2 = \sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2. \quad (1.59)$$

Dans la théorie que nous avons développée pour obtenir l'équation (1.57), nous avons utilisé le formalisme des ondes planes qui ont une extension spatiale et temporelle infinie. Un traitement plus général du problème par l'utilisation du formalisme du paquet d'ondes dans le cadre de la théorie quantique des champs [34] conduit à la formule suivante :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 + 2\text{Re} \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp \left[-2\pi i \frac{L}{L_{kj}^{\text{osc}}} - \left(\frac{L}{L_{kj}^{\text{coh}}} \right)^2 - 2\pi^2 \kappa \left(\frac{\sigma_x}{L_{kj}^{\text{osc}}} \right)^2 \right] \quad (1.60)$$

où nous avons défini la longueur de cohérence des interférences régissant les oscillations :

$$L_{kj}^{\text{coh}} = \frac{4\sqrt{2}\omega E^2}{\Delta m_{kj}^2} \sigma_x, \quad (1.61)$$

avec $\sigma_x^2 = \sigma_{xP}^2 + \sigma_{xD}^2$ la largeur spatiale totale de cohérence, somme quadratique des largeurs de cohérence des processus de production et de détection. Les quantités ω et κ sont en général de l'ordre de l'unité et dépendent des processus de création et de détection. On retrouve la probabilité d'oscillation obtenue dans le cadre du traitement par les ondes planes mais la phase de l'exponentielle contient désormais trois termes :

1. le terme $-2\pi i L/L_{kj}^{\text{osc}}$ déterminé précédemment, oscillant avec la distance entre source et détecteur,
2. un terme responsable de la décohérence des paquets d'ondes, $-(L/L_{kj}^{\text{coh}})^2$ qui supprime les interférences dues à Δm_{kj}^2 lorsque $L \gtrsim L_{kj}^{\text{coh}}$,
3. et un terme décrivant la localisation des paquets d'ondes, $-2\pi^2 \kappa (\sigma_x/L_{kj}^{\text{osc}})^2$, qui supprime les oscillations si $\sigma_x \gtrsim L_{kj}^{\text{osc}}$.

Les vitesses de groupe des différents paquets d'ondes ne sont pas les mêmes. Elles impliquent donc l'existence d'une longueur de cohérence au delà de laquelle les différents paquets d'ondes ne se recouvrent plus spatialement lors de la détection supprimant ainsi les oscillations dues aux interférences en Δm_{kj}^2 . De plus, le caractère oscillatoire ne se manifeste que si les localisations des processus de production et de détection sont bien plus petites que la longueur d'oscillation. En pratique cette condition est toujours remplie. Dans les conditions $L \ll L_{kj}^{\text{coh}}$ et $\sigma_x \ll L_{kj}^{\text{osc}}$ le formalisme des ondes planes peut donc être utilisé pour décrire les oscillations entre saveurs de neutrinos.

1.5.2 Oscillations dans le vide

Dans le cadre de l'oscillation entre trois saveurs, il y a six canaux possibles d'apparition d'une nouvelle saveur

$$\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu, \quad \nu_e \leftrightarrow \nu_\tau, \quad \nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau, \quad (1.62)$$

et trois canaux possibles de disparition d'une saveur donnée

$$\nu_e \rightarrow \nu_e, \quad \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, \quad \nu_\tau \rightarrow \nu_\tau. \quad (1.63)$$

Dans le Modèle Standard, la symétrie $\mathcal{CP}\mathcal{T}$ est supposée conservée, on peut donc écrire :

$$P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}(L, E) = P_{\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha}(L, E) \quad (1.64)$$

Si l'on reprend l'équation (1.55) et que l'on sépare les parties réelle et imaginaire de l'amplitude de la probabilité de transition $U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*$, on peut réécrire la probabilité de transition $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ sous une nouvelle forme. La relation (1.50) est équivalente à :

$$\sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 = \delta_{\alpha\beta} - 2 \sum_{k>j} \text{Re}[U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*], \quad (1.65)$$

ce qui nous permet d'écrire :

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} & - 4 \sum_{k>j} \text{Re}[U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{4E} \right) \\ & + 2 \sum_{k>j} \text{Im}[U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] \sin \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E} \right). \end{aligned} \quad (1.66)$$

On peut montrer que :

$$\text{Im}[U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] = s_{\alpha\beta; kj} J, \quad (1.67)$$

avec $s_{\alpha\beta; kj} = \pm 1$ et J l'invariant de Jarlskog $J = \text{Im}[U_{\mu 3} U_{e 2} U_{\mu 2}^* U_{e 3}^*] = c_{13}^2 s_{13} c_{12} c_{23} s_{23} \sin \delta$.

En utilisant la relation (1.67) on peut écrire la probabilité d'oscillation du neutrino à partir de l'équation (1.66) :

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} & - 4 \sum_{k>j} \text{Re}[U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{4E} \right) \\ & + 2J \sum_{k>j} s_{\alpha\beta; kj} \sin \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E} \right). \end{aligned} \quad (1.68)$$

et la probabilité d'oscillation pour l'antineutrino :

$$\begin{aligned} P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} & - 4 \sum_{k>j} \text{Re}[U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{4E} \right) \\ & - 2J \sum_{k>j} s_{\alpha\beta; kj} \sin \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E} \right). \end{aligned} \quad (1.69)$$

Le tableau 1.3 donne la valeur de la partie réelle du produit quartique des éléments de la matrice de mélange ainsi que la valeur du coefficient $s_{\alpha\beta;kj}$ pour les canaux d'apparition $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, $\nu_\tau \rightarrow \nu_e$ et pour les canaux de disparition $\nu_e \rightarrow \nu_e$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, $\nu_\tau \rightarrow \nu_\tau$. Les probabilités d'oscillation pour les canaux d'apparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, $\nu_\tau \rightarrow \nu_\mu$, $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ sont obtenues en changeant le signe du coefficient $s_{\alpha\beta;kj}$ correspondant, c'est à dire en prenant la valeur pour l'oscillation des antineutrinos comme décrit par l'équation (1.64).

1.5.3 Oscillations dans la matière

Nous venons de décrire tous les cas de transition entre saveurs de neutrinos lorsque ceux-ci se propagent dans le vide. Néanmoins, lorsque les neutrinos traversent de la matière dense, les interactions avec le milieu affectent leurs propriétés. En effet, bien que les diffusions incohérentes de neutrinos dans la matière, qu'elles soient élastiques ou inélastiques, aient un effet totalement négligeable sur la propagation des neutrinos, il n'en est pas de même pour les interactions cohérentes. Les neutrinos peuvent interagir avec la matière, sans être absorbés, par l'intermédiaire des bosons vecteurs de l'interaction faible, le W et le Z . Dans le cas du Z , les interactions des neutrinos avec les protons, les neutrons ou les électrons du milieu sont indépendantes de leur nature (voir figure 1.2). Les interactions par courant neutre ne peuvent donc pas favoriser l'une ou l'autre des familles et produire des oscillations entre saveur. En revanche, seuls les ν_e peuvent interagir par courant chargé avec la matière ordinaire qui ne contient ni μ^- ni τ^- . Il n'y a pas de possibilité de diffusion cohérente avec les ν_μ ou les ν_τ par courants chargés. Dans la matière, le nombre total de neutrinos n'est pas modifié au cours de la propagation des neutrinos mais, puisque le milieu n'interagit pas de la même manière avec les différentes saveurs de neutrinos, il se crée une phase relative entre les différents états de propagation. Cette phase est responsable de la transformation d'une saveur donnée de neutrino en une autre saveur, c'est l'effet MSW qui porte le nom de ses inventeurs : Mikheyev, Smirnov et Wolfenstein [35].

On peut montrer que le potentiel effectif à basse énergie V décrivant les interactions des neutrinos électroniques par courant chargé s'écrit :

$$V = \sqrt{2}G_F N_e \quad (1.70)$$

où G_F est la constante de Fermi et N_e la densité volumique d'électrons de la matière traversée par les neutrinos. On peut alors déterminer les probabilités d'oscillations dans la matière, de la même manière que dans le vide, en ajoutant un terme d'énergie supplémentaire au Hamiltonien pour les neutrinos électroniques dû au potentiel V . En première approximation pour des potentiels tels que ceux rencontrés dans la traversée de la Terre ou dans le Soleil, seuls les états ν_1 et ν_2 sont affectés. On peut donc prendre en compte les effets de matière en gardant la même description et le même formalisme que pour les oscillations dans le vide

$\alpha\beta$	kj	$\text{Re}[U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*]$	$s_{\alpha\beta;kj}$
	21	$-\frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{12} c_{13}^2 [\sin 2\theta_{12} (c_{23}^2 - s_{23}^2 s_{13}^2) + \cos 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} s_{13} \cos \delta]$	+1
$e\mu$	32	$-s_{12} s_{23} c_{13}^2 s_{13} (s_{12} s_{23} s_{13} - c_{12} c_{23} \cos \delta)$	+1
	31	$-c_{12} s_{23} c_{13}^2 s_{13} (c_{12} s_{23} s_{13} + s_{12} c_{23} \cos \delta)$	-1
	21	$\frac{1}{16} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 2\theta_{23} (1 + s_{13}^2)^2 - \frac{1}{4} (\sin^2 2\theta_{12} + \sin^2 2\theta_{23}) s_{13}^2 - \frac{1}{16} \sin 4\theta_{12} \sin 4\theta_{23} (1 + s_{13}^2) s_{13} \cos \delta + \frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 2\theta_{23} s_{13}^2 \cos^2 \delta$	+1
$\mu\tau$	32	$-\frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{23} c_{13}^2 [\sin^2 2\theta_{23} (c_{12}^2 - s_{12}^2 s_{13}^2) + \sin 2\theta_{12} \cos 2\theta_{23} s_{13} \cos \delta]$	+1
	31	$\frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{23} c_{13}^2 [\sin^2 2\theta_{23} (c_{12}^2 s_{13}^2 - s_{12}^2) + \sin 2\theta_{12} \cos 2\theta_{23} s_{13} \cos \delta]$	-1
	21	$\frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{12} c_{13}^2 [\sin^2 2\theta_{12} (c_{23}^2 s_{13}^2 - s_{23}^2) + \cos 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} s_{13} \cos \delta]$	+1
τe	32	$-s_{12} c_{23} c_{13}^2 s_{13} (s_{12} c_{23} s_{13} + c_{12} s_{23} \cos \delta)$	+1
	31	$-c_{12} c_{23} c_{13}^2 s_{13} (c_{12} c_{23} s_{13} - s_{12} s_{23} \cos \delta)$	-1
	21	$\frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{12} c_{13}^4$	0
ee	32	$\frac{1}{4} s_{12}^2 \sin^2 2\theta_{13}$	0
	31	$\frac{1}{4} c_{12}^2 \sin^2 2\theta_{13}$	0
	21	$\frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{12} (c_{23}^4 + s_{23}^4 s_{13}^2) + \frac{1}{4} (1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{12}) \sin^2 2\theta_{23} s_{13}^2 + \frac{1}{4} \sin 4\theta_{12} \sin 2\theta_{23} (c_{23}^2 - s_{23}^2 s_{13}^2) s_{13} \cos \delta - \frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 2\theta_{23} s_{13}^2 \cos^2 \delta$	0
$\mu\mu$	32	$s_{23}^2 c_{13}^2 (c_{12}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta_{12} \sin 2\theta_{23} s_{13}^2 \cos^2 \delta)$	0
	31	$s_{23}^2 c_{13}^2 (s_{12}^2 c_{23}^2 + c_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2 + \frac{1}{2} \sin^2 \theta_{12} \sin 2\theta_{23} s_{13}^2 \cos^2 \delta)$	0
	21	$\frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{12} (s_{23}^4 + c_{23}^4 s_{13}^2) + \frac{1}{4} (1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{12}) \sin^2 2\theta_{23} s_{13}^2 + \frac{1}{4} \sin 4\theta_{12} \sin 2\theta_{23} (s_{23}^2 - c_{23}^2 s_{13}^2) s_{13} \cos \delta - \frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 2\theta_{23} s_{13}^2 \cos^2 \delta$	0
$\tau\tau$	32	$c_{23}^2 c_{13}^2 (c_{12}^2 s_{23}^2 + s_{12}^2 c_{23}^2 s_{13}^2 + \frac{1}{2} \sin^2 \theta_{12} \sin 2\theta_{23} s_{13}^2 \cos^2 \delta)$	0
	31	$c_{23}^2 c_{13}^2 (s_{12}^2 s_{23}^2 + c_{12}^2 c_{23}^2 s_{13}^2 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta_{12} \sin 2\theta_{23} s_{13}^2 \cos^2 \delta)$	0

TABLE 1.3 – Partie réelle des produits quartiques des éléments de la matrice de mélange entrant dans les équations (1.68) et (1.69) pour laquelle nous avons utilisé la paramétrisation (1.44).

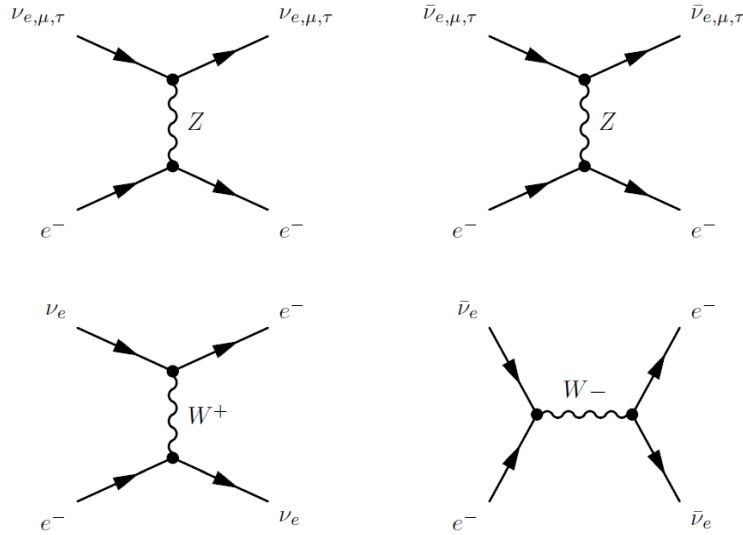


FIGURE 1.2 – Diagrammes de Feynman de la diffusion cohérente des neutrinos sur la matière par échange de bosons vecteurs W ou Z .

en remplaçant θ_{12} et Δm_{21}^2 au travers des relations suivantes :

$$\Delta m_M^2 = \sqrt{(\Delta m_{21}^2 \cos 2\theta_{12} - 2EV)^2 + (\Delta m_{21}^2 \sin 2\theta_{12})^2} \quad (1.71)$$

$$\tan 2\theta_M = \frac{\Delta m_{21}^2 \sin 2\theta}{\Delta m_{21}^2 \cos 2\theta - 2EV} \quad (1.72)$$

Nous reviendrons sur les conséquences de l'effet MSW à propos des expériences de neutrinos solaires.

Chapitre 2

Situation expérimentale actuelle, masse et paramètres de mélange

Pure logical thinking cannot yield us any knowledge of the empirical world; all knowledge of reality starts from experience and ends in it.

Albert Einstein

À l'heure actuelle, la théorie d'oscillation des neutrinos est étayée par de nombreuses mesures. La détection des neutrinos est délicate en raison de l'extrême faiblesse de leur section efficace d'interaction et plus de vingt ans se sont écoulés entre l'hypothèse de l'existence du neutrino par Wolfgang Pauli [3] et sa découverte par Reines et Cowan auprès de la centrale nucléaire de Savannah River [5]. Le phénomène de conversion de saveur expliquant l'origine du déficit des neutrinos solaires, observé depuis les années 60, n'a été confirmé expérimentalement qu'en 1998 pour les neutrinos atmosphériques et en 2001 pour les neutrinos solaires. Il a fallu de nombreuses années pour établir une base phénoménologique claire de la physique des neutrinos. Nous présentons dans ce chapitre la situation expérimentale et phénoménologique actuelle concernant le phénomène d'oscillation des neutrinos.

2.1 Mesures des oscillations de saveur

2.1.1 Principe de mesure des oscillations de saveur

Les expériences d'oscillations de neutrinos se répartissent en deux catégories : les expériences de disparition de type $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha$ où l'on cherche à déterminer le nombre de neutrinos du type initial qui ont disparu au bout d'une distance de propagation L dans le faisceau et les expériences dites d'apparition, de type $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ avec $\alpha \neq \beta$, où l'on cherche à déterminer le nombre de neutrinos de type différent du type initial qui sont apparus. Elles fournissent des résultats sur la valeur des paramètres de mélange, θ_{ij} et des fréquences caractéristiques, $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. Les expériences d'apparition sont généralement sensibles à de faibles valeurs de l'angle de mélange mis en jeu. En effet, si la saveur recherchée n'était pas présente

Type d'expérience	L	E	Sensibilité à Δm^2	Exemples
SBL réacteur	~ 10 m	~ 1 MeV	$\sim 0,1$ eV ²	Bugey, Rovno
SBL accélérateur	0,01-1 km	0,01-10 ² GeV	1-10 ² eV ²	LSND, MiniBooNE
LBL réacteur	~ 1 km	~ 1 MeV	$\sim 10^{-3}$ eV ²	CHOOZ, Palo Verde
LBL accélérateur	$\sim 10^3$ km	$\gtrsim 1$ GeV	$\gtrsim 10^{-3}$ eV ²	K2K, MINOS
Atmosphérique	20-10 ⁴ km	0,5-10 ² GeV	$\sim 10^{-4}$ eV ²	Super-Kamiokande
VLB réacteur	$\sim 10^2$ km	~ 1 MeV	$\sim 10^{-5}$ eV ²	KamLAND
Solaire	$\sim 10^{11}$ km	0,2-15 MeV	$\sim 10^{-12}$ eV ²	GALLEX/GNO, SNO

TABLE 2.1 – Les différents types d'expériences d'oscillations de neutrinos avec les ordres de grandeurs typiques des distances source-détecteur (SBL = Short Baseline, LBL = Long Baseline et VLB = Very Long Baseline), des énergies et des sensibilités à Δm^2 . Les exemples cités ne sont pas exhaustifs.

dans le faisceau initial, le bruit de fond peut être très faible. À contrario, dans les expériences de disparition, les fluctuations statistiques du nombre d'événements détectés, et ce même s'il n'y a pas oscillation, rendent difficile l'extraction de la valeur d'un faible angle de mélange.

Il faut remplir certaines conditions pour pouvoir contraindre les fréquences caractéristiques d'oscillation. Une expérience étant caractérisée par une distribution en énergie de valeur moyenne E des neutrinos détectés ainsi que par une distance source-détecteur L , elle doit être construite de telle manière que le rapport E/L soit de l'ordre du Δm^2 recherché. D'après (1.55) :

- si $E/L \gg \Delta m^2$ c'est-à-dire si $L \ll L^{\text{osc}}$, les oscillations n'ont pas eu le temps de se développer et $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \simeq 0$;
- si $E/L \ll \Delta m^2$ c'est-à-dire si $L \gg L^{\text{osc}}$, les oscillations sont moyennées par la résolution en énergie et par l'extension spatiale du détecteur et l'on ne peut obtenir d'information que sur la valeur de l'angle de mélange via l'équation :

$$\langle P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \rangle = \sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2. \quad (2.1)$$

Pour pouvoir observer des oscillations de neutrinos, il est donc nécessaire que les phases des termes oscillants soient de l'ordre de $\pi/2$. La sensibilité à la valeur de Δm^2 d'une expérience est la valeur de Δm^2 pour laquelle :

$$\frac{\Delta m^2 L}{2E} \sim 1. \quad (2.2)$$

Les expériences d'oscillations sont généralement classées en fonction de la valeur moyenne du rapport L/E qui détermine la sensibilité à Δm^2 au travers de l'équation (2.2). Ce classement est présenté dans le tableau 2.1.

Dans la pratique, il est impossible de mesurer la probabilité d'oscillation pour des valeurs précises de la distance de propagation L ou de l'énergie E . La localisation des processus de

production et de détection n'est jamais parfaitement connue, les détecteurs possèdent une résolution en énergie et les sources ne sont généralement pas mono-énergétiques. C'est pourquoi, il faut toujours moyenner la probabilité d'oscillation en tenant compte des distributions de la distance et de l'énergie.

Si une expérience n'observe pas d'oscillations, l'analyse des données aboutit à une limite supérieure sur la probabilité moyenne de transition :

$$\langle P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \rangle \leq P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}^{\max} \quad (2.3)$$

donc à une limite supérieure pour $\sin^2 2\theta$ fonction de Δm^2 . Dans le plan des paramètres $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ les zones exclues sont délimitées par les asymptotes suivantes :

- pour $\Delta m^2 \gg E/L$, une ligne verticale telle que $\sin^2 2\theta = 2P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}^{\max}$;
- pour $\Delta m^2 \ll E/L$, la phase des oscillations peut être développée et la courbe limite prend la forme donnée par la relation $\Delta m^2 \sqrt{\sin^2 2\theta} = 4\sqrt{P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}^{\max}} E/L$.

En revanche, si une expérience permet d'accéder à plusieurs valeurs du rapport L/E , la région délimitée correspondante peut être fermée car il est alors possible d'aboutir à des informations caractéristiques sur la longueur d'oscillation.

La figure 2.1 illustre les résultats des très nombreuses expériences d'oscillation réalisées à ce jour. Comme aucune indication théorique ne peut nous guider sur la valeur des paramètres d'oscillation, il est nécessaire d'explorer tous les couples possibles $(\Delta m^2, \tan^2 \theta)$. Beaucoup d'expériences n'ont pas été capables d'observer d'oscillations soit parce que leur sensibilité n'était pas suffisante, soit parce qu'elles n'étaient pas situées à une distance convenable ou bien n'observaient pas la bonne gamme d'énergie. Par un heureux hasard, les paramètres de distance et d'énergie des sources naturelles à savoir les neutrinos solaires et les neutrinos atmosphériques sont parfaitement adaptés à l'observation des oscillations sur Terre.

2.1.2 Les neutrinos solaires : la petite différence de masse

Le Soleil, comme toutes les étoiles de la séquence principale, est une source intense de neutrinos électroniques. En effet, dans le cœur de ce type d'étoile, l'énergie thermonucléaire est produite par la fusion d'hydrogène en hélium au travers de la chaîne de réaction pp et du cycle CNO. Le bilan de ces réactions est la conversion de quatre protons et deux électrons en un noyau de ${}^4\text{He}$ accompagné de deux neutrinos électroniques et de production d'énergie :



Le flux de neutrinos solaires est compris entre 1 et 14 MeV (figure 2.2) et est de grande intensité : $6,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ au niveau de la Terre.

De nombreuses expériences ont mesuré le flux des neutrinos solaires dans des gammes en énergies différentes. Les flux mesurés par l'expérience au chlore Homestake [9], par les expériences au gallium SAGE [38] et GALLEX/GNO [10, 39] ainsi que par les expériences Kamiokande [40], Super-Kamiokande [41] et SNO [42] sont tous en désaccord avec les prédictions

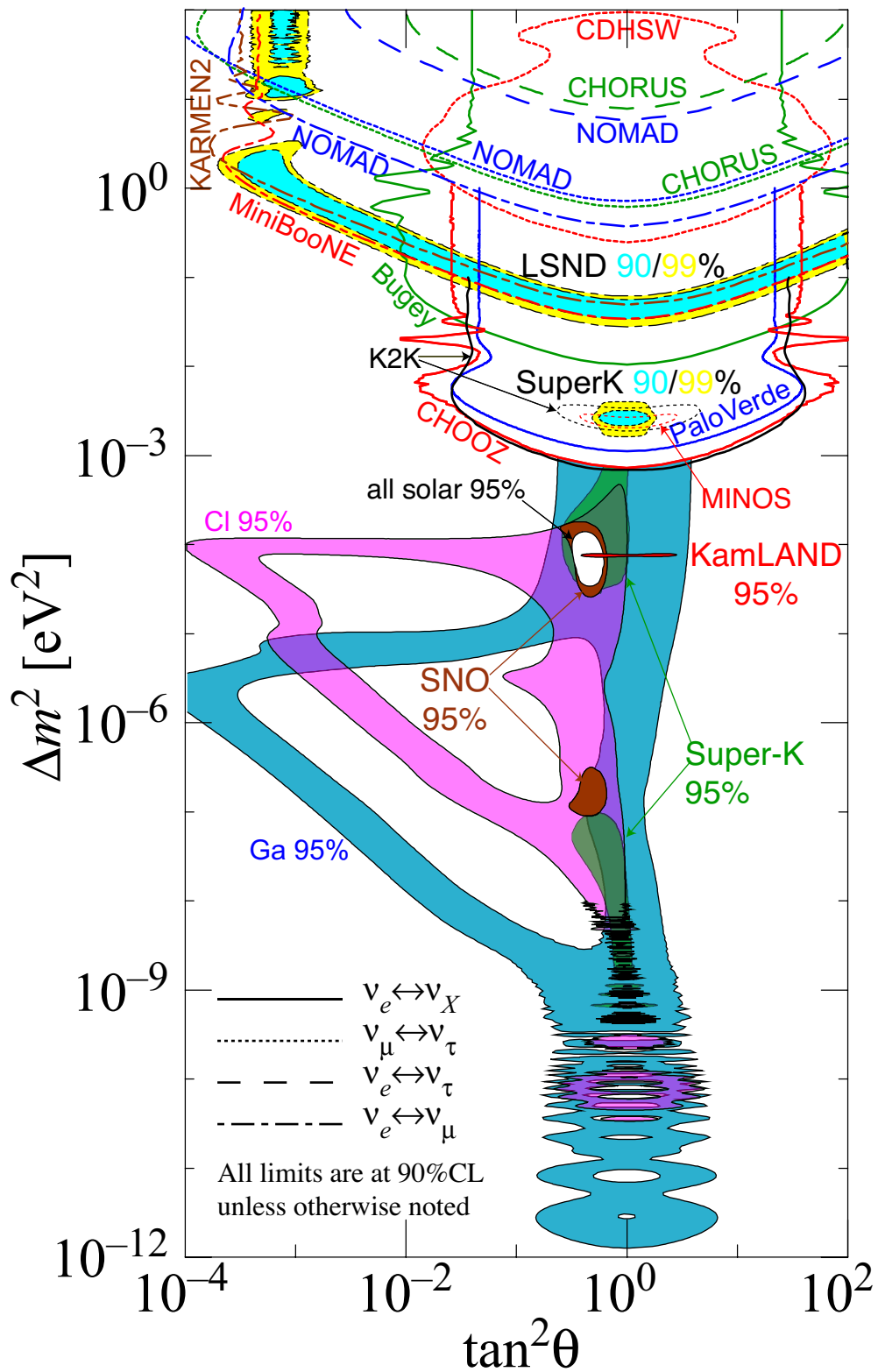


FIGURE 2.1 – Régions de différences de masse au carré et angles de mélanges favorisés ou exclus par différentes expériences [36].

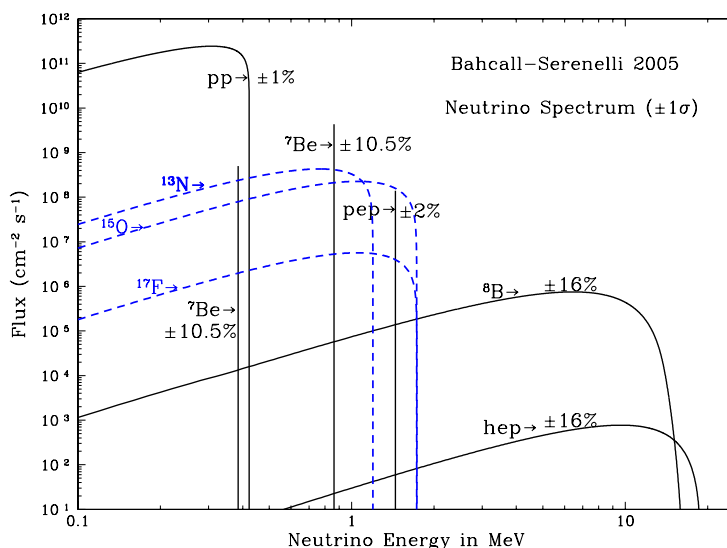


FIGURE 2.2 – Spectre en énergie des neutrinos produits dans le Soleil avec provenance des chaînes de réactions [37].

issues du modèle standard du Soleil (SSM) avec un déficit observé de 50 à 70 % (voir figure 2.3). La question du déficit des neutrinos observés est restée sans réponse pendant plus de trente ans entre les premiers résultats de l'expérience Homestake en 1968 et l'expérience SNO en 2001. Le SSM s'articule autour de quatre hypothèses fondamentales :

1. Les forces d'effondrement gravitationnelles sont exactement compensées par les pressions de radiation et particulaire : autrement dit, le Soleil est en équilibre hydrostatique.
2. L'énergie est uniquement produite par les réactions nucléaires, essentiellement la fusion de l'hydrogène en hélium au centre du Soleil où température et pression sont suffisantes pour vaincre la barrière coulombienne opposant deux protons.
3. Le transport de l'énergie, du centre vers l'extérieur du Soleil, est réalisé soit par l'intermédiaire des photons, soit par phénomènes convectifs.
4. L'intérieur de l'étoile est supposé originellement totalement homogène.

L'interprétation du déficit observé par une oscillation suppose une confiance absolue dans l'estimation théorique du flux des neutrinos solaires. Pour s'affranchir de cette hypothèse, il faut être capable de mesurer, non seulement le flux des neutrinos de type électron, mais aussi le flux des neutrinos des autres types. Dans cette optique, l'expérience SNO utilise un détecteur rempli d'eau lourde et observe les trois réactions :

- $\nu_e + d \rightarrow p + p + d$ (CC) sensible uniquement aux neutrinos électroniques,
- $\nu_x + d \rightarrow n + p + \nu_x$ (NC) sensible à toutes les saveurs et permettant de mesurer le flux total de neutrinos en provenance du Soleil,
- $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$ (ES) principalement sensible aux ν_e mais également aux ν_μ et aux ν_τ dans une plus faible proportion.

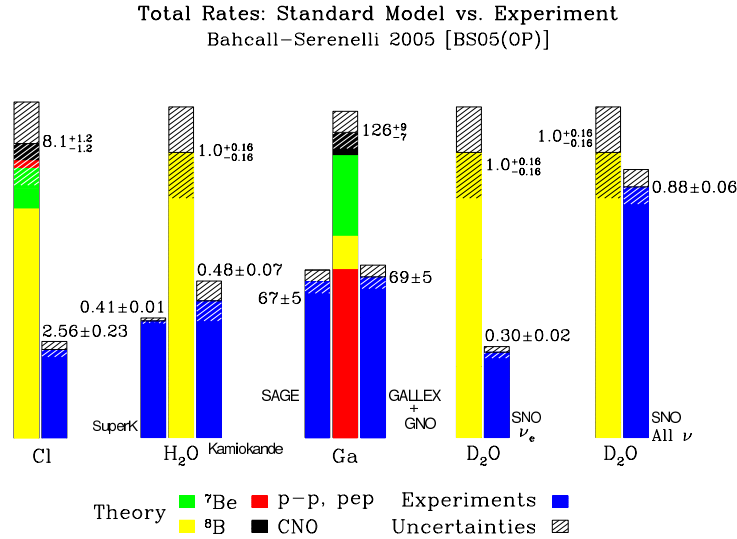


FIGURE 2.3 – Résultats des expériences de mesure des flux de neutrinos solaires comparés aux prédictions théoriques du SSM de Bahcall, Serenelli et Basu [37]. Pour les expériences de type Cl et Ga, les unités sont des SNU (1 Solar Neutrino Unit = 10^{-36} capture par atome cible par seconde). Pour toutes les autres expériences, les unités sont normalisées aux prédictions théoriques [43].

Les résultats de l'expérience SNO présentés sur la figure 2.4 permettent ainsi de déterminer les différents flux. Ils montrent clairement que les neutrinos de type électron ne représentent qu'environ le tiers du nombre total de neutrinos reçus du Soleil et que le flux total de neutrinos $\nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau$ est en accord avec les prédictions du SSM. Le déficit observé de neutrinos solaires est donc expliqué par le phénomène de conversion de saveur des neutrinos électroniques entre leur production dans le Soleil et leur détection sur Terre.

La détermination des paramètres gouvernant les oscillations des neutrinos solaires n'a pu se faire qu'en combinant les résultats des expériences de neutrinos solaires avec les résultats de l'expérience KamLAND [18]. Cette expérience ne mesure pas directement les neutrinos provenant du Soleil mais les antineutrinos électroniques provenant de réacteurs nucléaires. Le détecteur KamLAND est situé à une distance moyenne de 175 km des centrales nucléaires japonaises et observe la disparition des antineutrinos électroniques. À cette distance, les oscillations $\nu_2 \rightleftharpoons \nu_3$ sont complètement moyennées et on a (tableau 1.3) :

$$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} \simeq 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{13} - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \quad (2.5)$$

La mesure du flux de $\bar{\nu}_e$ permet donc au travers de l'équation (2.5) d'accéder aux trois paramètres Δm_{21}^2 , θ_{12} et θ_{13} . L'expérience KamLAND a été la première expérience à observer la disparition de $\bar{\nu}_e$ de réacteurs. L'incertitude sur l'amplitude d'oscillation, c'est-à-dire sur la valeur des angles de mélange, est assez grande (figure 2.5) mais le grand succès de l'expérience est la grande précision obtenue sur la fréquence des oscillations c'est-à-dire sur la valeur de

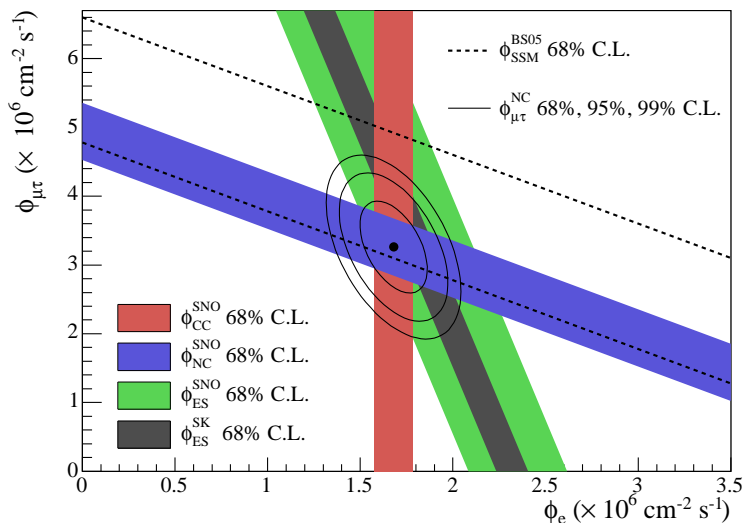


FIGURE 2.4 – Flux des neutrinos solaires μ et τ du 8B , $\Phi_{\mu\tau}$ en fonction du flux de neutrino électronique Φ_e déduits des mesures par courant chargé (CC), par courant neutre (NC) et par diffusion élastique (ES) de la phase NaCl de l’expérience SNO [12]. Les résultats des mesures de diffusion élastique de l’expérience Super-Kamiokande [11] sont également représentés. Les prédictions de [37] sont représentées en traits pointillés et les bandes pleines des mesures représentent l’erreur à 1σ .

Δm_{21}^2 qui a permis la mise en évidence, indépendamment des mesures des oscillations des neutrinos solaires que les oscillations $\nu_1 \rightleftharpoons \nu_2$ sont gouvernées par $\Delta m_{21}^2 = 7,58_{-0,20}^{+0,21} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$.

Comme nous l’avons vu sur la figure 2.3, moins de la moitié des neutrinos provenant du Soleil sont détectés comme des ν_e . La détermination de Δm_{21}^2 par l’expérience KamLAND prouve que la cohérence des neutrinos est perdue lors de leur propagation entre le Soleil et la Terre puisque :

$$L_{21}^{\text{osc}} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{21}^2} \ll 1 \text{ u.a.} \quad (2.6)$$

C’est pourquoi, la transition de saveur dans le vide ne peut en aucun cas expliquer une disparition de plus de 50 % du flux initial. Il faut donc faire appel aux effets de matière pour expliquer le déficit des neutrinos solaires. Puisque les expériences d’oscillation des neutrinos solaires ne distinguent pas la nature ν_μ ou ν_τ des neutrinos, on se limitera à expliquer les effets de matière dans le cadre d’un schéma à deux neutrinos ν_e et ν_x , une combinaison linéaire de ν_μ et ν_τ . La densité au centre du Soleil est telle que les neutrinos électroniques qui y sont produits sont des états de masse presque purs ν_2 puisque, d’après l’équation (1.72), $V \gg 1 \Rightarrow \theta_M \simeq \pi/2$. Depuis le cœur du Soleil, ces neutrinos évoluent dans une densité d’électrons qui diminue lentement et continûment vers l’extérieur. Au cours de leur propagation dans le Soleil, les neutrinos rencontrent une densité critique pour laquelle se produit une résonance où le mélange est maximal. La projection de l’état ν_2 dans la base des saveurs

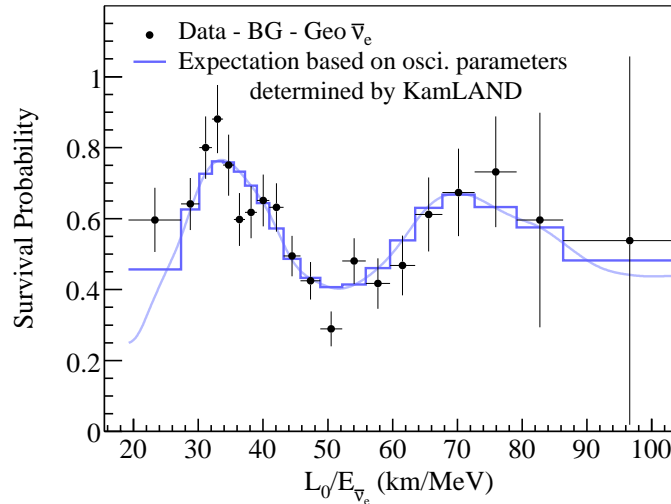


FIGURE 2.5 – Rapport du flux de $\bar{\nu}_e$ observé au flux attendue dans une hypothèse de non-oscillation en fonction de L_0/E , où L_0 est la distance moyenne pondérée tenant compte des flux de chaque réacteur [18].

n'est plus majoritairement ν_e , mais est maintenant majoritairement ν_x . Après la résonance, les neutrinos restent ν_2 jusqu'à la surface du Soleil ainsi que dans le vide.

La probabilité que le neutrino soit détecté dans l'état $|\nu_e\rangle$ sur terre est donc de :

$$\langle P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} \rangle = \frac{1}{2}(1 + \cos 2\theta_M \cos 2\theta), \quad (2.7)$$

que l'on peut comparer à l'expression obtenue, dans le mêmes circonstance, pour les oscillations dans le vide :

$$\langle P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} \rangle = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta = \frac{1}{2}(1 + \cos^2 2\theta). \quad (2.8)$$

Alors que pour les oscillations dans le vide, on a toujours $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} > 1/2$, dans le cas de l'effet MSW, en raison du passage par la résonance, $\cos 2\theta_M$ et $\cos 2\theta$ ont des signes opposés, ce qui fait que $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$ peut être beaucoup plus petit que $1/2$, même pour des angles faibles.

L'ajustement global de l'ensemble des résultats expérimentaux des neutrinos solaires et de l'expérience KamLAND sont illustrés sur la figure 2.6 et aboutissent aux résultats suivants :

$$\Delta m_{21}^2 = 7,65_{-0,20}^{+0,23} \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \quad \sin^2 \theta_{12} = 0,304_{-0,016}^{+0,022}. \quad (2.9)$$

2.1.3 Neutrinos atmosphériques : la grande différence de masse

Les neutrinos atmosphériques sont produits par les interactions du rayonnement cosmique primaire dans les hautes couches de l'atmosphère. Ce rayonnement, principalement composé de protons et, dans une moindre mesure, de noyaux plus lourds, produit après interaction un rayonnement dit secondaire composé en grande majorité de pions et de kaons. Les pions ainsi créés se désintègrent selon les réactions :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (2.10)$$

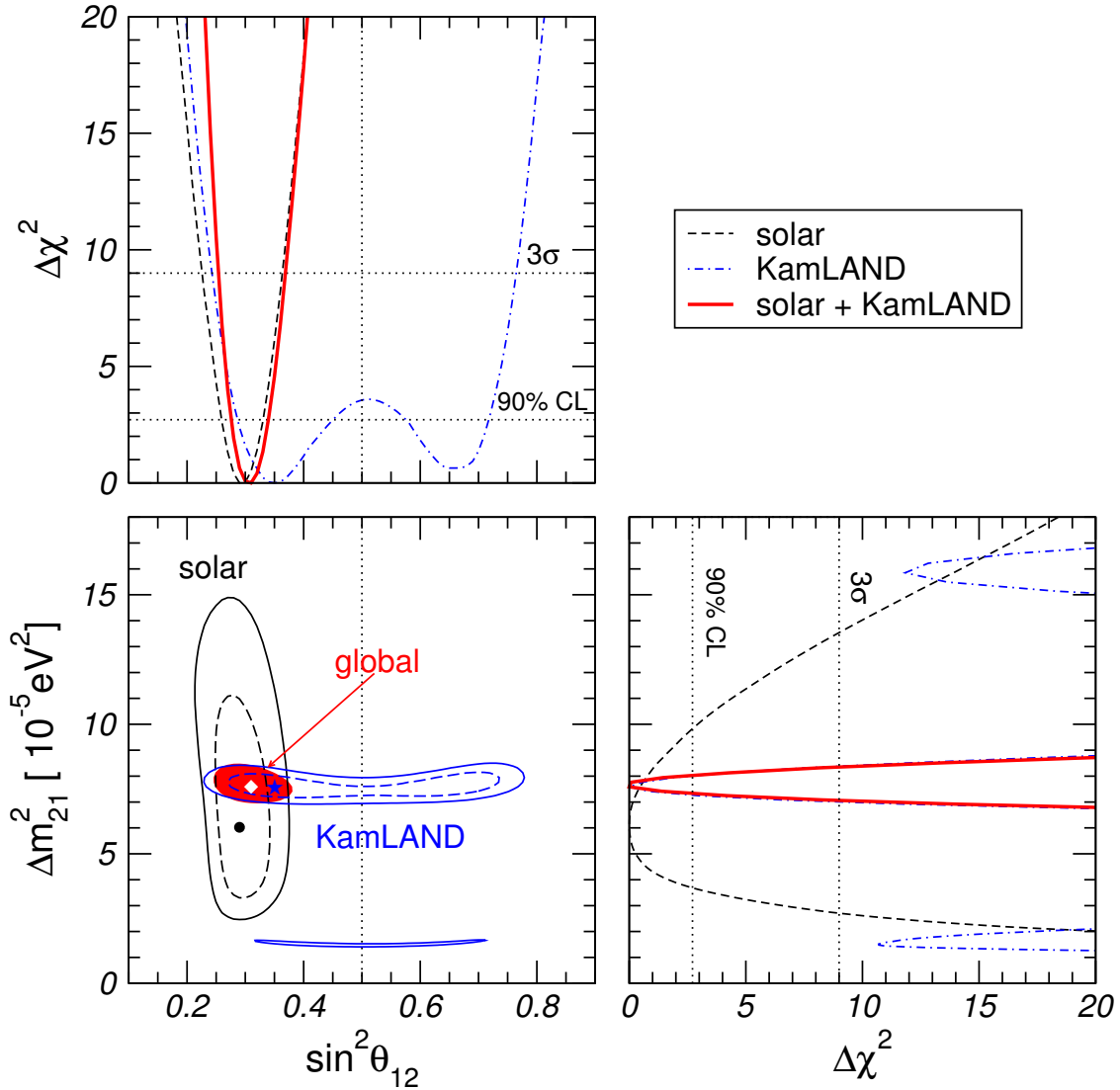


FIGURE 2.6 – Régions autorisées par les données des expériences de neutrinos solaires (en noir), de l'expérience KamLAND (en bleu) à 90 % et 99,73 % de niveau de confiance pour 2 degrés de liberté ainsi que de l'ajustement global (en rouge) à 99,73 % de niveau de confiance. Le point, l'étoile et le diamant représentent les meilleurs ajustements des données des neutrinos solaires, de KamLAND et de l'ajustement global. Les vallées de $\Delta\chi^2$, minimisées par rapport aux paramètres non représentés, sont également illustrées en fonction de Δm_{21}^2 et $\sin^2\theta_{12}$ [44].

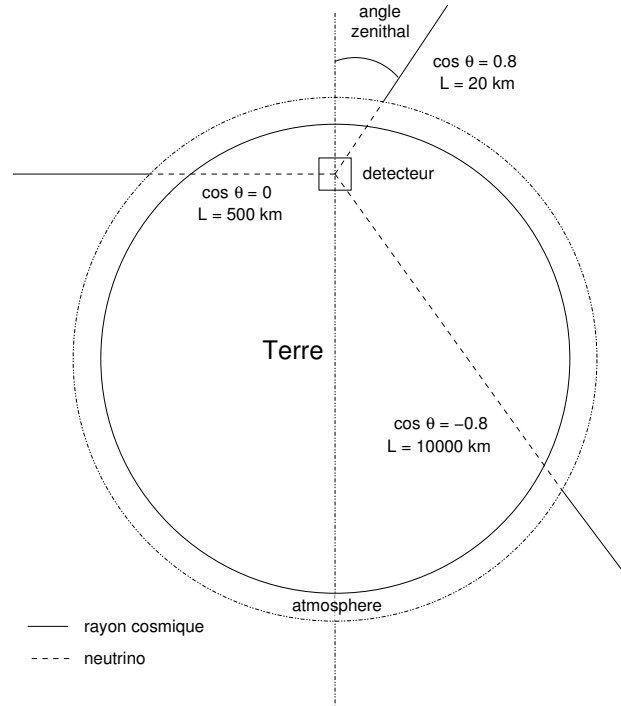
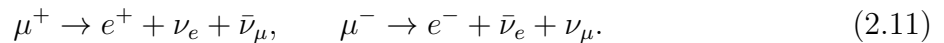


FIGURE 2.7 – Schéma de principe de la détection des neutrinos atmosphériques.

À plus haute énergie, les kaons contribuent également à la production de muons et de neutrinos. Une partie des muons se désintègre à son tour avant d’arriver à la surface de la Terre selon les réactions :



C’est l’ensemble des neutrinos produits par ces chaînes de réactions qui sont appelés “neutrinos atmosphériques”. En fonction du point d’interaction dans l’atmosphère, au-dessus du détecteur ou aux antipodes, la distance parcourue par les neutrinos entre leur point de production et leur détection varie entre 15 et 13000 km (voir figure 2.7).

Pour des énergies $E_\mu \lesssim 1$ GeV, la grande majorité des muons se désintègre avant leur arrivée sur Terre. En première approximation il y a autant de mésons positifs que négatifs produits dans ces chaînes, on s’attend donc à observer des flux de neutrinos qui satisfont la relation :

$$\frac{\phi_{\nu_\mu} + \phi_{\bar{\nu}_\mu}}{\phi_{\nu_e} + \phi_{\bar{\nu}_e}} \simeq 2. \quad (2.12)$$

Pour des énergies plus grandes que 1 GeV, la fraction de muons qui ne se désintègrent pas avant d’atteindre la surface de la Terre augmente ce qui a pour conséquence une augmentation du rapport $(\phi_{\nu_\mu} + \phi_{\bar{\nu}_\mu})/(\phi_{\nu_e} + \phi_{\bar{\nu}_e})$. On distinguera dans la suite les événements selon leur énergie en deux classes distinctes *sous-GeV* et *multi-GeV*.

En pratique, le rapport attendu n’est pas exactement deux mais il est calculé avec précision [45] et peut être comparé au résultat expérimental. Dans les expériences de neutrinos atmosphériques, les flux de neutrinos des différents saveurs sont mesurés par détection

Expérience	Kamiokande	IMB	Soudan2	Super-Kamiokande
$R_{\mu/e}^{\text{sous-GeV}}$	$0,60 \pm 0,09$	-	$0,69 \pm 0,12$	$0,658 \pm 0,038$
$R_{\mu/e}^{\text{multi-GeV}}$	$0,57 \pm 0,11$	$0,54 \pm 0,12$	-	$0,702 \pm 0,106$

TABLE 2.2 – Rapport $R_{\mu/e}$ entre le contenu en saveur mesuré des neutrinos atmosphériques et le contenu prédit par Monte-Carlo sans changement de saveur pour les classes sous-GeV et multi-GeV pour les principales expériences de neutrinos atmosphériques.

du lepton chargé produit dans les interactions par courant chargé :

$$\nu_\ell + N \rightarrow \ell^- + X, \quad \bar{\nu}_\ell + N \rightarrow \ell^+ + X \quad (\ell = e, \mu, \tau). \quad (2.13)$$

Les expériences réalisées jusqu'à aujourd'hui sont insensibles à la charge du lepton leur détecteur n'étant pas magnétisé. Il est également très difficile d'observer des neutrinos tau puisque les leptons tau produits se désintègrent immédiatement sans laisser de trace spécifique dans les détecteurs.

Définissons le rapport $R_{\mu/e}$ entre le contenu en saveur mesuré $(\phi_{\nu_\mu} + \phi_{\bar{\nu}_\mu})/(\phi_{\nu_e} + \phi_{\bar{\nu}_e})_{\text{exp}}$ et celui prédit par les simulations Monte Carlo sans changement de saveur $(\phi_{\nu_\mu} + \phi_{\bar{\nu}_\mu})/(\phi_{\nu_e} + \phi_{\bar{\nu}_e})_{\text{MC}}$. Le tableau 2.2 donne la comparaison du rapport $R_{\mu/e}$ les principales expériences d'observation de neutrinos atmosphériques Kamiokande [13], IMB [14], Soudan2 [46] et Super-Kamiokande [15] pour les deux classes d'événements définies auparavant :

On voit que le rapport $R_{\mu/e}$ est significativement plus petit que l'unité et ce à plus 8σ pour les résultats de l'expérience Super-Kamiokande. Ce phénomène ne peut s'interpréter que par un processus d'oscillation qui fait disparaître les neutrinos de type μ . Si un tel phénomène d'oscillation est intégré dans les simulations Monte Carlo, le meilleur accord est obtenu pour un Δm^2 compris entre 10^{-3} et 10^{-2} eV².

Pour confirmer cette hypothèse et déterminer les paramètres de l'oscillation, on peut faire varier la distance parcourue par les neutrinos. On voit en effet sur la figure 2.7 que les neutrinos qui viennent du haut ont parcouru une distance égale à l'épaisseur de l'atmosphère, alors que, pour ceux qui viennent du bas, la distance est augmentée du diamètre de la Terre. La variation du déficit des ν_μ avec l'angle zénithal θ , visible sur la figure 2.8, est une variation avec la distance. S'il n'y avait pas d'oscillation de saveur, le nombre d'électrons ou de muons détectés dans les gammes sous-GeV et multi-GeV devrait satisfaire à l'égalité suivante :

$$N_\ell(\cos \theta) = N_\ell(-\cos \theta) \quad (\ell = e, \mu), \quad (2.14)$$

puisque la Terre baigne dans un flux isotrope de neutrinos atmosphériques. Or, nous pouvons le constater, bien que les événements électrons sous-GeV et multi-GeV observés soient en bon accord avec cette relation, ce n'est pas du tout le cas pour les événements muons.

La conversion de saveur explique cette asymétrie. Les expériences de neutrinos atmosphériques sont sensibles à des neutrinos d'énergie allant du GeV à quelques centaines de GeV (tableau 2.1). Les rapports $(L/E)_{\text{atm}}$ observés par de telles expériences permettent donc

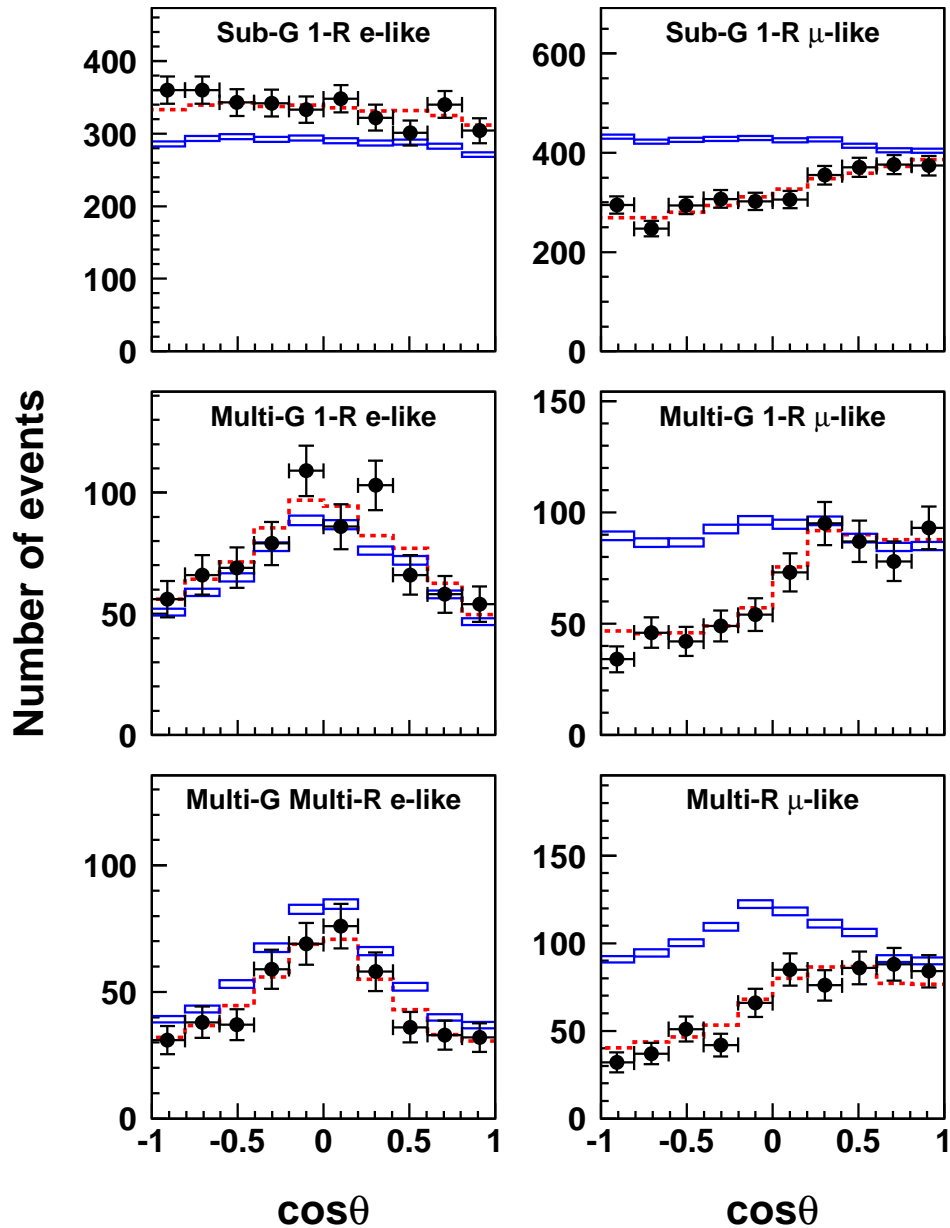


FIGURE 2.8 – Nombre de neutrinos atmosphériques détectés en fonction de l’angle zénithal pour les événements de type électron (à gauche) et de type muon (à droite) dans les domaines d’énergie sous-GeV et multi-GeV par l’expérience Super-Kamiokande. Pour le domaine multi-GeV, les événements simple anneau Cerenkov (1-R) et multi anneau Cerenkov (multi-R) sont séparés. Les prédictions MC en l’absence d’oscillation sont présentées sous la forme de boîtes bleues dont la hauteur représente l’erreur statistique et les meilleurs ajustements en présence d’oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ en rouge avec $\sin^2 2\theta = 1$. et $\Delta m^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ [47].

d'accéder à des valeurs de Δm^2 situées entre 10^{-4} eV² et 10 eV². Ainsi $\Delta m_{21}^2(L/E)_{\text{atm}} \ll 1$ dans la majorité des cas excepté pour les neutrinos de basse énergie provenant de l'autre côté de la Terre et on peut donc, en première approximation, négliger la contribution en Δm_{21}^2 . Les résultats des expériences réacteurs CHOOZ et Palo Verde qui n'ont observé aucun effet lié aux oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ permettent d'exclure ce canal et d'écrire la conversion de saveur observée par les expériences de neutrinos atmosphériques comme une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ qui s'écrit :

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau} \simeq \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \quad (2.15)$$

Les contraintes apportées par l'expérience Super-Kamiokande (figure 2.8) sur les paramètres gouvernant ces oscillations sont à 90 % de confiance :

$$1,6 \times 10^{-3} \leq \Delta m_{32}^2 \leq 3,9 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \quad \sin^2 2\theta_{23} > 0,92, \quad (2.16)$$

et les meilleurs ajustement des paramètres sur les données sont

$$\Delta m_{32}^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \quad \sin^2 2\theta_{23} = 1,0. \quad (2.17)$$

Les résultats des expériences de type LBL accélérateur K2K [16] et MINOS [17] apportent également de fortes contraintes pour la détermination des paramètres gouvernant les neutrinos atmosphériques. L'expérience MINOS recherche les oscillations de neutrinos du domaine du Δm_{32}^2 dans un faisceau initial de ν_μ d'énergie typique 1-10 GeV. Ce faisceau est produit par désintégration des pions issus de collisions de protons de 120 GeV sur cible de graphite auprès de l'accélérateur NuMI au Fermilab. L'oscillation est observée à une distance $L = 735$ km. Cette expérience a permis de mesurer la probabilité de survie des ν_μ et d'obtenir les meilleurs ajustement pour les paramètres gouvernant l'oscillation [17] :

$$\Delta m_{32}^2 = 2,8 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \quad \sin^2 2\theta_{23} = 1. \quad (2.18)$$

Ces valeurs sont en accord avec les résultats des expériences de neutrinos atmosphériques et confirme ainsi l'oscillation observée.

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, les oscillations sont décrites avec trois différences de masse au carré Δm_{21}^2 , Δm_{31}^2 et Δm_{32}^2 . Cependant, elles ne sont pas indépendantes puisque :

$$\Delta m_{32}^2 = m_3^2 - m_2^2 = m_3^2 - m_1^2 + m_1^2 - m_2^2 = \Delta m_{31}^2 - \Delta m_{21}^2 \simeq \Delta m_{31}^2. \quad (2.19)$$

Par convention, les oscillations de neutrinos sont exprimées avec les paramètres Δm_{31}^2 et Δm_{21}^2 . L'ajustement global de l'ensemble des résultats expérimentaux des neutrinos atmosphériques et de l'expérience MINOS est illustré sur la figure 2.9 et aboutissent aux résultats suivants :

$$|\Delta m_{31}^2| = 2,40_{-0,11}^{+0,12} \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \quad \sin^2 \theta_{23} = 0,50_{-0,06}^{+0,07}. \quad (2.20)$$

Les expériences de neutrinos atmosphériques comme les expériences LBL accélérateur n'étant que très peu sensibles aux effets de matière, le signe de Δm_{31}^2 reste, à l'heure actuelle, indéterminé.

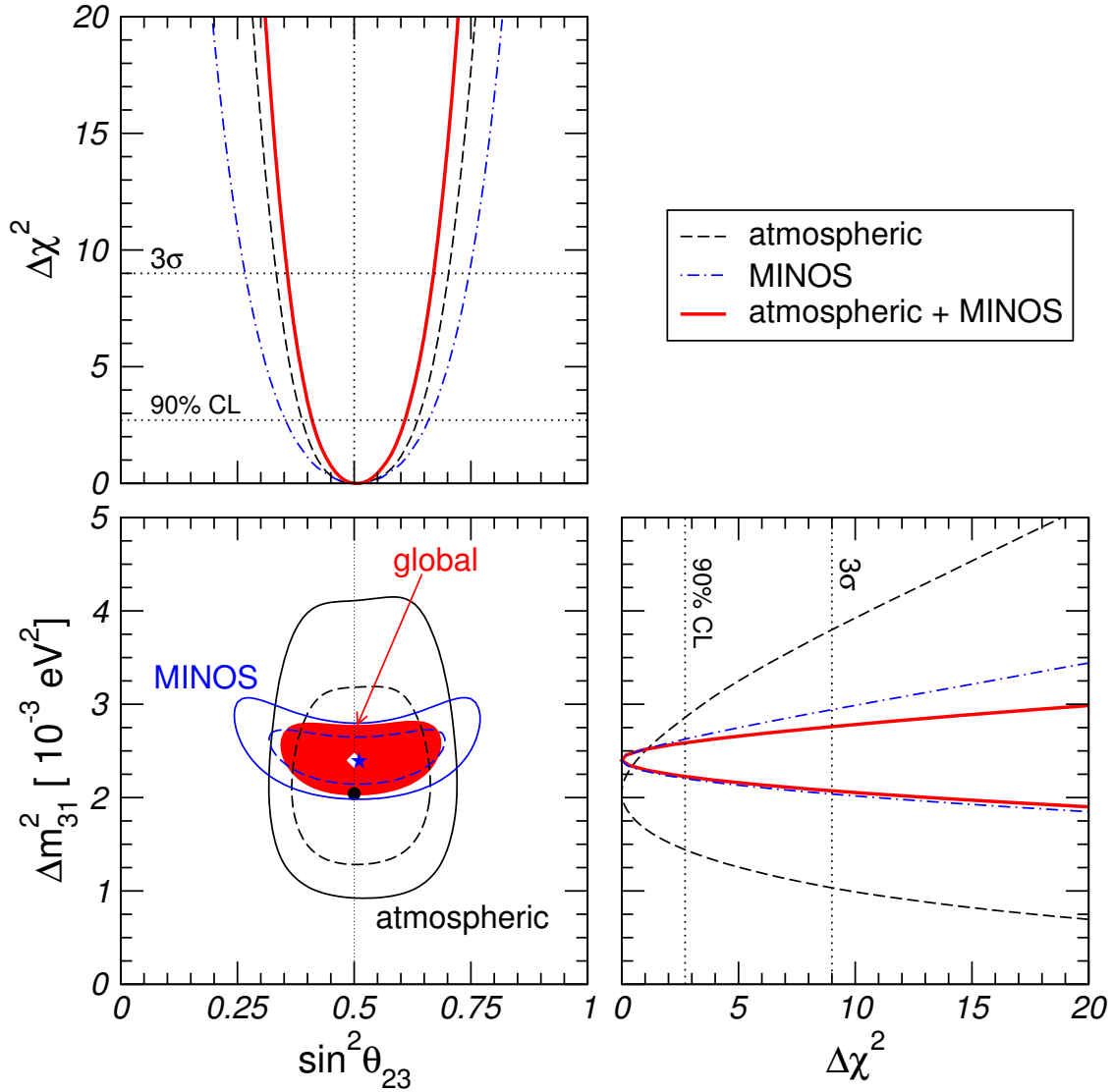


FIGURE 2.9 – Régions autorisées par les données des expériences de neutrinos atmosphériques (en noir), de l'expérience MINOS (en bleu) à 90 % et 99,73 % de niveau de confiance pour 2 degrés de liberté ainsi que de l'ajustement global (en rouge) à 99,73 % de niveau de confiance. Le point, l'étoile et le diamant représente les meilleur ajustement des données des neutrinos atmosphériques, de MINOS et de l'ajustement global. Les vallées de $\Delta\chi^2$, minimisées par rapport aux paramètres non représentés, sont également illustrées en fonction de $|\Delta m_{31}^2|$ et $\sin^2\theta_{23}$ [44].

2.1.4 Neutrinos issus de réacteurs

Dans un réacteur, l'énergie est majoritairement produite par la fission de quatre isotopes : ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu . Les antineutrinos sont produits par les chaînes de décroissance β^- des produits de fission riches en neutrons. En moyenne, une fission libère une énergie d'environ 200 MeV ainsi que six $\bar{\nu}_e$. Les réacteurs sont une source très intense d'antineutrinos d'environ $2 \times 10^{20} \text{ s}^{-1} \text{ GW}_{\text{th}}^{-1}$. C'est pourquoi, depuis l'invention du neutrino, les physiciens ont eu l'idée d'utiliser les centrales nucléaires comme source artificielle de neutrinos.

La réaction de désintégration β inverse :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+, \quad E_{\text{seuil}} = 1,8 \text{ MeV} \quad (2.21)$$

est la réaction de choix pour détecter les antineutrinos de réacteurs. La coïncidence retardée entre le signal du positron et la capture du neutron est très efficace pour rejeter les bruits de fond. Cette réaction a permis la mise en évidence des $\bar{\nu}_e$ par Reines et Cowan en 1956 [5] et est utilisée abondamment depuis lors. L'énergie du neutrino peut être reconstruite à partir de celle du positron : $E_\nu = E_{e^+} - 1,293 \text{ MeV}$.

Les antineutrinos produits par les centrales nucléaires ont une énergie moyenne de 3 MeV et la détection d'une éventuelle conversion de saveur en $\bar{\nu}_\mu$ et $\bar{\nu}_\tau$ par courant neutre est impossible. C'est pourquoi les expériences sur neutrinos issus de réacteurs sont basées sur l'observation de la disparition des $\bar{\nu}_e$ dont la probabilité de survie est donnée par la relation :

$$\begin{aligned} P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} &= 1 - \sin^2 2\theta_{13} \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \\ &+ \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{12} \left[\cos \left(\frac{(\Delta m_{31}^2 - \Delta m_{21}^2)L}{4E} \right) - \cos \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.22)$$

Étant données les valeurs des Δm^2 déterminées par les expériences de neutrinos solaires et atmosphériques, les premiers maxima de disparition sont attendus à deux distances typiques des réacteurs :

- à 100 km (expérience KamLAND) où la probabilité de survie se résume à l'équation (2.5) :

$$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} \simeq 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{13} - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right), \quad (2.23)$$

- à 1 km (expérience CHOOZ) où la probabilité de survie s'écrit :

$$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right). \quad (2.24)$$

L'expérience CHOOZ [21] consistait en un détecteur de 5 m³ de liquide scintillant dopé au Gadolinium qui observait la réaction β inverse (2.21). Elle a observé un flux d'antineutrinos électroniques à une distance d'environ 1 km en accord avec celui prédit par les modèles théoriques sans oscillation :

$$R = \frac{N_{\text{observé}}}{N_{\text{attendu}}} = 1,01 \pm 0,028 \pm 0,027 \quad (2.25)$$

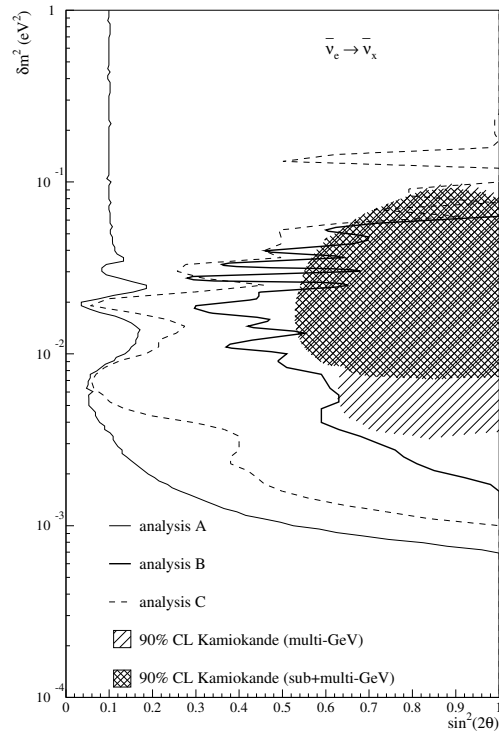


FIGURE 2.10 – Régions exclues à 90 % de niveau de confiance par l’expérience CHOOZ pour les trois analyses différentes effectuées dans [21]. Les régions exclues par l’expérience Kamiokande pour les oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ sont également montrées.

L’information sur la forme du spectre en énergie des antineutrinos est également en accord avec l’hypothèse de non-oscillation. Il faut également noter les résultats de l’expérience CHOOZ ont été confirmés avec une précision moindre par l’expérience Palo Verde [22].

En dépit de ce résultat qui pourrait sembler négatif, l’observation faite par CHOOZ est très importante puisqu’elle montre que les oscillations des ν_e à l’échelle atmosphérique sont très faibles. Puisque l’expérience n’a pas observé de disparition de $\bar{\nu}_e$, la collaboration CHOOZ a obtenu, avec trois analyses différentes, les trois courbes d’exclusion montrées sur la figure 2.10. La limite obtenue sur la valeur de l’angle de mélange θ_{13} à 90 % de niveau de confiance est :

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0,15 \text{ pour } \Delta m_{31}^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (2.26)$$

2.2 Bilan des analyses d’oscillations de saveur

2.2.1 Échelle absolue des masses des neutrinos

Les expériences d’oscillation de saveur ont conduit à la détermination de deux différences de masse au carré indépendantes Δm_{21}^2 et Δm_{31}^2 . Cependant, ces expériences ne fixent pas

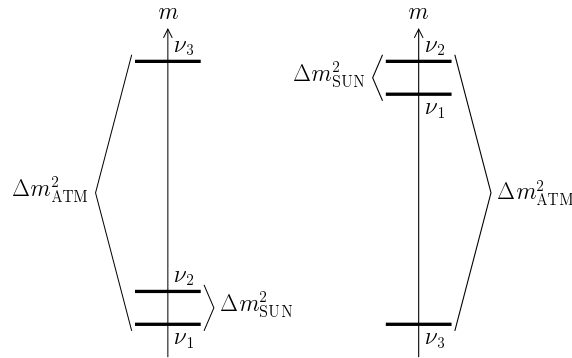


FIGURE 2.11 – Spectres HN et HI des états propres de masse avec matrice PMNS fixée [48].

l'échelle absolue de la masse des neutrinos. De plus, puisque le signe de Δm_{31}^2 reste encore inconnu et puisque l'on a choisi de fixer la matrice de mélange U_{PMNS} ¹, il existe deux hiérarchies possibles concernant les masses des neutrinos (voir figure 2.11) :

- la hiérarchie normale (HN) avec $m_1 < m_2 < m_3$ qui fixe $\Delta m_{\text{atm}}^2 = \Delta m_{32}^2 > 0$ et $\Delta m_{\odot} = \Delta m_{21}^2$;
- la hiérarchie inversée (HI) avec $m_3 < m_1 < m_2$ c'est à dire $\Delta m_{\text{atm}}^2 = \Delta m_{31}^2 < 0$ et $\Delta m_{\odot} = \Delta m_{21}^2$.

Une fois les deux écarts de masse carrées Δm_{atm}^2 et Δm_{\odot}^2 fixées, il ne reste plus qu'un degré de liberté donné par exemple par la masse m_1 . Dans le cas de la hiérarchie normale par exemple, les autres masses m_2 et m_3 s'en déduisent alors par les relations :

$$(\text{HN}) \begin{cases} m_2 = \sqrt{m_1^2 + \Delta m_{21}^2} \\ m_3 = \sqrt{m_1^2 + \Delta m_{21}^2 + \Delta m_{32}^2} \end{cases} \quad (2.27)$$

Si m_1 est plus petite que 10^{-3} eV, les autres masses sont alors $m_2 \simeq 10^{-2}$ eV et $m_3 \simeq 5 \times 10^{-2}$ eV avec une bonne approximation. Si m_1 est supérieure à 10^{-1} eV les trois masses sont très proches, et l'on est dans un cas quasi dégénéré.

Dans le cadre de la hiérarchie inversée, les relations (2.27) ne sont plus valables. En écrivant m_1 et m_2 en fonction de m_3 :

$$(\text{HI}) \begin{cases} m_1 = \sqrt{m_3^2 - \Delta m_{31}^2} \\ m_2 = \sqrt{m_3^2 - \Delta m_{31}^2 + \Delta m_{21}^2} \end{cases} \quad (2.28)$$

on s'aperçoit que les masses m_1 et m_2 sont quasi dégénérées quelque soit la valeur de m_3 . Tant que $m_3 < 10^{-2}$ eV, les autres masses sont $m_2 \simeq m_1 \simeq 5 \times 10^{-2}$ eV. Les masses sont toutes dégénérées dès que $m_3 > 10^{-1}$ eV. La détermination de l'échelle absolue de la masse des neutrinos peut être obtenue de différentes façons par la mesure du spectre β du tritium, par la mesure du spectre double- β sans émission de neutrino ainsi que par des contraintes cosmologiques (analyse du fond diffus cosmologique, catalogue de répartition

1. il existe une convention différente dans laquelle la matrice PMNS n'est pas fixée et où les masses sont ordonnées $m_1 < m_2 < m_3$

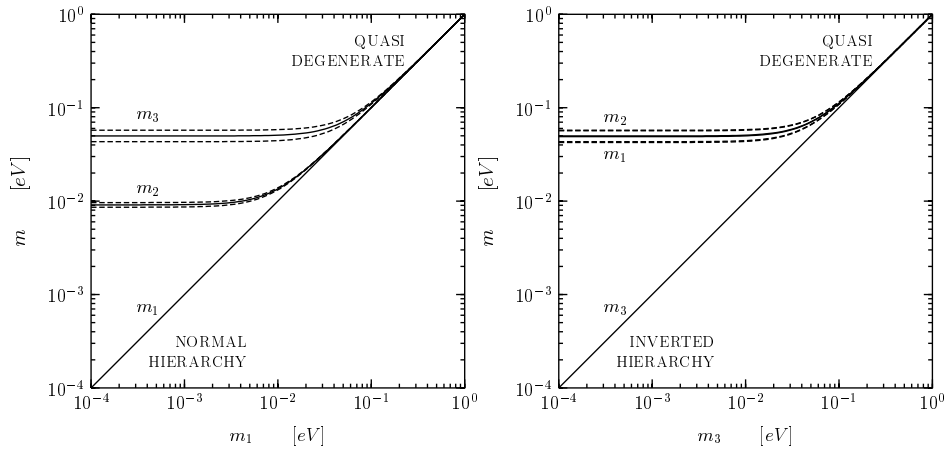


FIGURE 2.12 – Informations sur l’échelle absolue des masses apportées par les analyses d’oscillation de saveur. À gauche, le cas de la hiérarchie normale (HN) où la structure $m_1 \ll m_2 \ll m_3$ est possible, à droite le cas de la hiérarchie inversée (HI) avec dégénérescence $m_1 \simeq m_2$. Dans tous les cas si une des masses est de l’ordre de 0,1 eV, les trois masses sont dégénérées [48].

des galaxies, observation des forêts Lyman- α). Les expériences de détermination de l’échelle absolue de la masse des neutrinos ne seront pas traitées dans cette thèse mais le lecteur pourra consulter [48] et les références incluses.

2.2.2 Effet des oscillations à trois saveurs

Tous les résultats sur les neutrinos atmosphériques et solaires ont été obtenus dans le cadre de l’approximation à deux saveurs. Cette approximation est valide compte tenu des conditions $\Delta m_{\odot}^2 \ll \Delta m_{\text{atm}}^2$ et du fait de la très faible valeur de l’angle de mélange θ_{13} . Cependant, à l’heure des mesures de précision, il faut tenir compte d’un schéma à trois saveurs : la prise en compte d’un tel schéma modifie les probabilités d’oscillation.

Nous illustrerons ce point en montrant comment la prise en compte des oscillations à trois saveurs permet d’affiner les contraintes sur la valeur de l’angle de mélange θ_{13} . Dans le cas des oscillations des neutrinos solaires nous avons négligé l’effet de θ_{13} dans l’analyse des résultats ce qui paraît parfaitement justifié compte-tenu des incertitudes sur tous les effets intervenant dans la propagation des neutrinos entre le cœur du Soleil et la Terre. Cependant, entre le jour et la nuit, les neutrinos solaires ne parcourent pas la même distance. La nuit, ils traversent la Terre et peuvent subir des effets de matière en son sein : c’est l’effet de régénération dans la Terre [49, 50, 51]. L’expérience Super-Kamiokande a apporté une information, certes faible aux vues de la précision mise en jeu, sur la valeur de $\cos^2 \theta_{13}$ par la mesure de l’asymétrie jour/nuit des neutrinos solaires [52]

Les résultats de l’expérience KamLAND peuvent également être modifiés par une valeur non nulle de θ_{13} . Pour une valeur mesurée de la probabilité de survie des antineutrinos électroniques données par l’équation (2.5), il apparaît clairement que si $\sin^2 2\theta_{13} > 0$, l’effet du terme oscillant est amoindri. On pourrait vouloir compenser cet effet en diminuant la

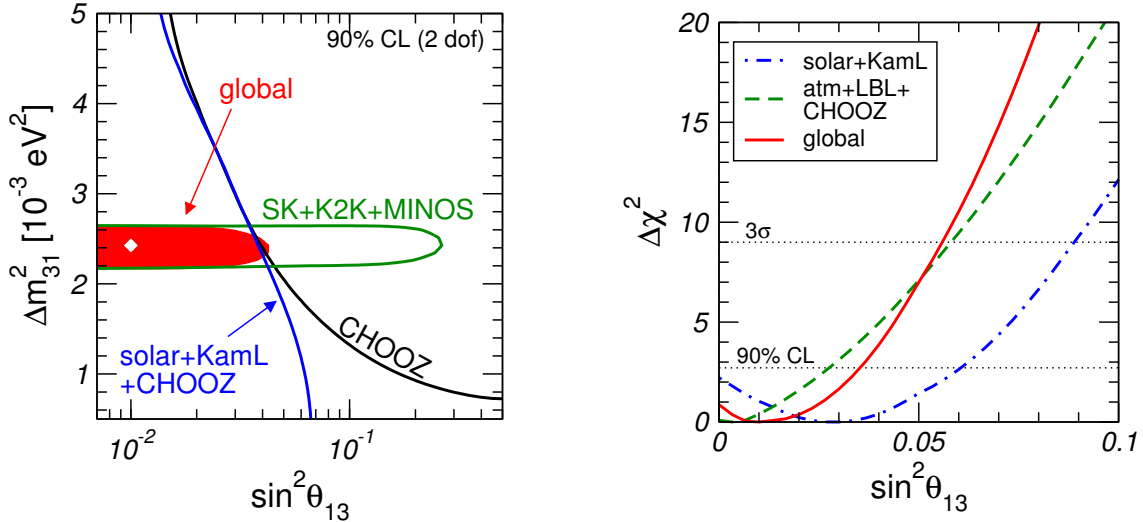


FIGURE 2.13 – Contraintes apportées sur la valeur de $\sin^2 \theta_{13}$ par les différentes parties des données globales [44]. L’ajustement global conduit à $\sin^2 \theta_{13} = 0,013^{+0,013}_{-0,009}$.

valeur de θ_{12} . Cependant, une telle diminution serait en contradiction avec les résultats des neutrinos solaires qui contraignent fermement la limite inférieure sur θ_{12} avec un mécanisme de conversion de saveur basé sur les effets de matière totalement différent de celui de KamLAND. La prise en compte des résultats des neutrinos solaires et de l’expérience KamLAND aboutit donc à une contrainte plus forte sur θ_{13} et améliore donc la limite fournie par l’expérience CHOOZ comme montré sur la figure 2.13. Il faut cependant noter que la contrainte la plus forte sur la valeur de θ_{13} reste fournie par les résultats de l’expérience CHOOZ.

2.3 À la poursuite de θ_{13}

À l’heure actuelle, trois paramètres gouvernant l’oscillation des neutrinos sont encore inconnus. Le défi majeur à surmonter dans un premier temps sera la détermination de θ_{13} . Les objectifs qui succéderont seront la détermination de la hiérarchie du spectre des masses des neutrinos au travers de la détermination du signe de Δm^2_{31} et la mesure de violation CP dans le secteur leptonique, enjeu majeur de la physique des particules du XXI^e siècle. Nous nous concentrons dans ce qui suit à la détermination de θ_{13} en rappelant au préalable les résultats de l’expérience CHOOZ qui a fourni la contrainte la plus forte sur la valeur de cet angle de mélange et en dressant un panorama des expériences de nouvelles génération à même de le déterminer.

2.3.1 L’expérience CHOOZ

L’expérience CHOOZ [21] était une expérience souterraine de recherche d’oscillation de neutrinos auprès de la centrale nucléaire du même nom située dans les Ardennes au nord-

est de la France. Les deux réacteurs de la centrale, de type REP-N4 ont une puissance de 4,27 GW_{th} chacun. Ils constituent des sources très intenses d'antineutrinos électroniques et sont situés à 1115 m et 998 m du détecteur. Ces réacteurs sont entrés en opération respectivement en mai et en août 1997, juste après le début de la prise de données de l'expérience, en avril de cette même année. Grâce à cette situation expérimentale favorable, la collaboration CHOOZ a pu mesurer les bruits de fond, la réponse du détecteur à la montée en puissance ainsi que la contribution au signal de chacun des réacteurs de manière indépendante.

Le détecteur était situé dans un laboratoire souterrain, sur le site de l'ancien réacteur nucléaire de la centrale. Ce laboratoire est protégé des rayonnements cosmiques, principale source de bruit de fond, par 115 m de roche soit un équivalent de 300 m d'eau (m.w.e.). L'enveloppe du détecteur était constituée d'une cuve cylindre en acier de 5,5 m de diamètre et de 5,5 m de haut située dans un puits cylindrique de 7×7 m. Elle était entourée d'une enceinte en acrylique contenant 75 cm d'épaisseur de sable basse radioactivité comme protection contre la radioactivité naturelle. Le détecteur était constitué de trois régions concentriques (figure 2.14) :

1. une cible centrale de 5 m³ de plexiglas transparent remplie de liquide scintillant dopé en gadolinium à une concentration de 0,09 % pour observer la réaction β inverse $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ qui produit deux signaux : un signal immédiat dit *prompt* produit par le ralentissement puis l'annihilation du positron et un signal retardé produit par la thermalisation puis la capture du neutron sur le Gadolinium qui libère une cascade d'environ trois gammas et 8 MeV d'énergie totale ;
2. une région intermédiaire de 70 cm d'épaisseur remplie de liquide scintillant non-dopé, permettant aux gammas de haute énergie, provenant de la désexcitation du Gadolinium, de déposer un maximum d'énergie dans le liquide scintillant. Ces deux premières régions étaient observées par 192 photo-multiplicateurs (PM) ;
3. un veto extérieur, rempli avec le même liquide scintillant, pour rejeter les bruits de fond extérieurs.

La prise de données de l'expérience CHOOZ s'est effectuée entre avril 1997 et juillet 1998 et a permis la détermination du rapport du nombre d'événements mesurés sur le nombre d'événements attendus sans oscillation, moyenné sur le spectre en énergie :

$$R = 1,01 \pm 2,8 \% \text{ (stat.)} \pm 2,7 \% \text{ (syst.)} , \quad (2.29)$$

résultat compatible avec aucune disparition d'antineutrinos.

L'incertitude statistique relativement élevée provient de problèmes de stabilité du liquide scintillant qui a malheureusement montré une perte progressive de transparence qui a conduit à l'arrêt de l'expérience au bout de quelques mois. Les incertitudes systématiques étaient dues principalement à la méconnaissance du spectre $\bar{\nu}_e$ émis par les réacteurs (2,1 %), à l'incertitude sur l'efficacité de détection (1,5 %) et sur la normalisation du détecteur, dominée par l'incertitude sur le nombre de protons libres (rapport H/C) dans le liquide cible (0,8 %).

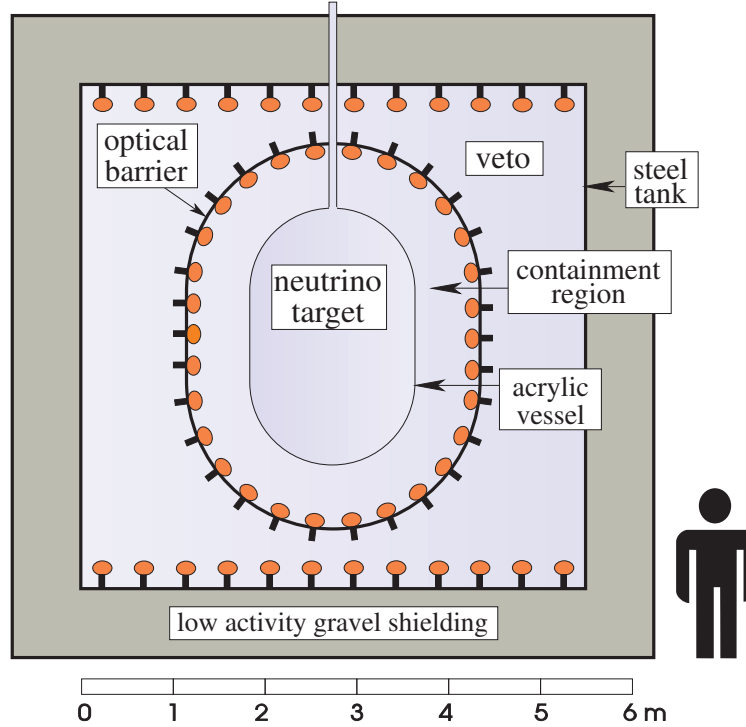


FIGURE 2.14 – Vue schématique du détecteur de l'expérience CHOOZ.

Le résultat de l'expérience CHOOZ a déjà été évoqué (voir figure 2.10) et fournit la meilleure contrainte sur la valeur de l'angle de mélange θ_{13} . Il est important de noter que l'expérience CHOOZ, comme toute expérience de réacteur LBL, ne souffre pas de dégénérescence au travers de dépendances dans les autres paramètres intervenant dans les oscillations de neutrinos excepté celle en Δm_{31}^2 comme l'on peut le voir au travers de (2.24).

2.3.2 Expériences de nouvelle génération pour la mesure de θ_{13}

Comme nous l'avons vu précédemment, les réacteurs nucléaires sont des sources abondantes de $\bar{\nu}_e$ dans une gamme d'énergie allant de 0 à 10 MeV. Les expériences d'oscillation de neutrinos auprès de réacteurs sont donc uniquement sensibles à la disparition des $\bar{\nu}_e$. Il est également très difficile de compter le flux total de neutrinos, indépendamment de la saveur, en utilisant une technique de détection basée sur les courants neutres qui manquent de signatures discriminantes à ces énergies. Ces expériences reposent donc entièrement sur l'étude du canal de disparition $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$.

La mesure d'oscillations auprès de réacteurs nucléaires repose donc sur la connaissance théorique du spectre $\bar{\nu}_e$ produit. Ce spectre, bien qu'abondamment étudié par les expériences précédentes, souffre à l'heure actuelle d'une incertitude en norme et en forme de l'ordre de 2 %. Puisque l'on cherche à mesurer la valeur de $\sin^2 2\theta_{13}$ jusqu'à l'ordre du pourcent, cette incertitude systématique limite fortement la sensibilité des expériences auprès de réacteurs. À cette incertitudes s'ajoute également les incertitudes systématiques liées au comportement

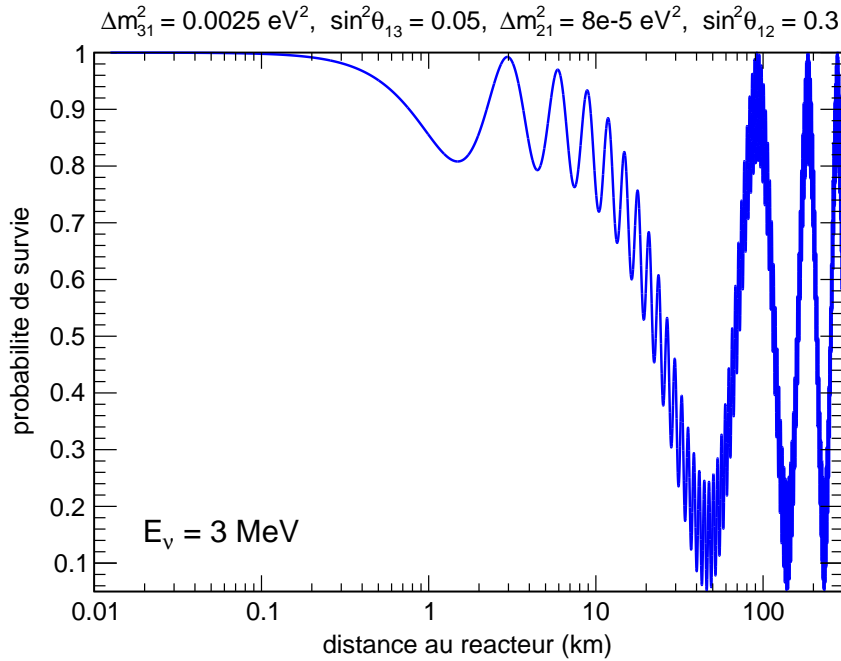


FIGURE 2.15 – Probabilité de survie des $\bar{\nu}_e$ d'énergie $E = 3 \text{ MeV}$ en fonction de la distance d'observation à la source.

des détecteurs et aux coupures introduites dans les analyses.

Sachant que l'énergie moyenne des $\bar{\nu}_e$ émis par une centrale nucléaire est de 3 MeV, en plaçant un détecteur à proximité de la centrale là où l'oscillation est peu développée et un autre détecteur aux environs de 1 à 2 km, il est possible de mesurer à la fois le flux de $\bar{\nu}_e$ émis par la centrale et le déficit ainsi que la distorsion spectrale induit par une oscillation de saveur à l'échelle de Δm_{31}^2 . À ces distances, toute disparition de $\bar{\nu}_e$ ne peut être imputable qu'aux valeurs des paramètres θ_{13} et Δm_{31}^2 sans aucune autre dégénérescence en particulier à la valeur de Δm_{21}^2 (figure 2.15). On passe donc d'une mesure absolue entre les prédictions théoriques du flux de $\bar{\nu}_e$ et la mesure à un détecteur à une mesure relative entre deux détecteurs identiques permettant d'abaisser les systématiques à leur plus bas niveau.

De telles expériences peuvent donc apporter une mesure très "propre" de θ_{13} . C'est dans cette optique qu'ont émergé les trois expériences Double Chooz, Daya Bay et RENO. Nous présentons succinctement les caractéristiques principales de ces expériences dans la suite.

2.3.2.1 Daya Bay

L'expérience Daya Bay [53] est située dans la province de Guangdong, au nord de Hong-Kong (Chine), auprès de la centrale nucléaire du même nom. La centrale nucléaire de Daya Bay comprend actuellement un ensemble de quatre réacteurs répartis sur deux sites, Daya Bay (ouest) et Ling Ao (est), séparés d'environ 1 km. Deux réacteurs sont en cours de construction sur un nouveau site, Ling Ao II, situé à quelques centaines de mètres à l'est de

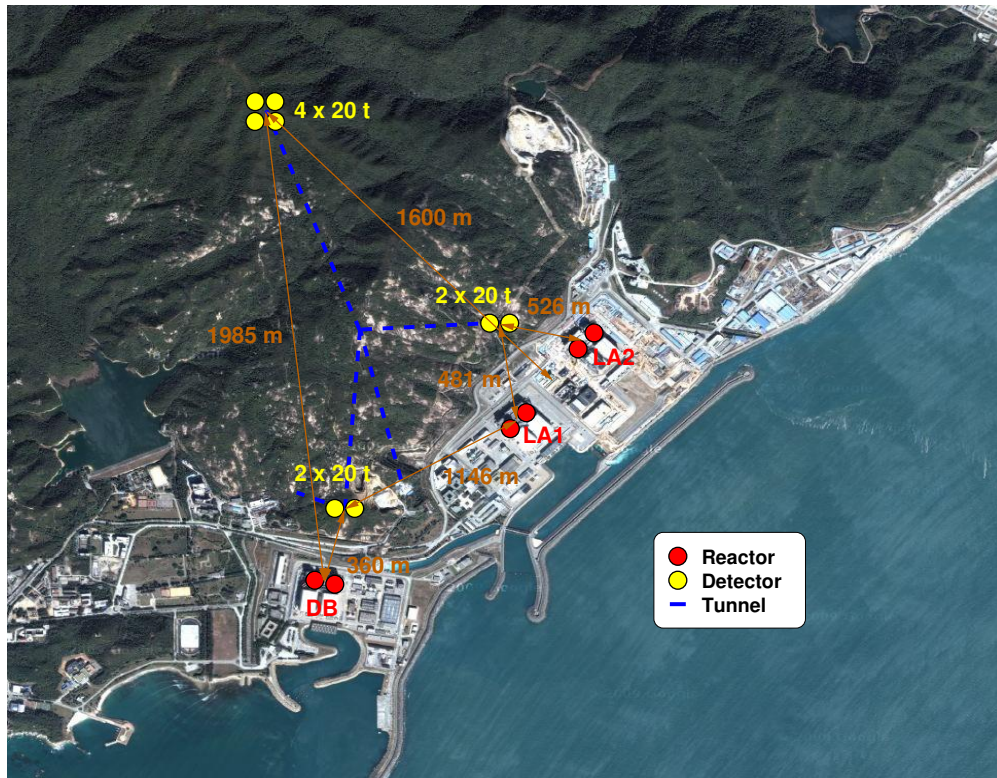


FIGURE 2.16 – Site de l'expérience Daya Bay.

Ling Ao et devraient être achevé au début de l'année 2011. L'ensemble des quatre réacteurs actuellement en fonctionnement figurent parmi les plus puissants au monde avec une puissance totale de $11,6 \text{ GW}_{\text{th}}$. La construction des nouveaux réacteurs de Ling Ao II portera cette puissance à $17,4 \text{ GW}_{\text{th}}$.

L'expérience comporte trois sites différents, deux sites proches ainsi qu'un site lointain soit neuf lignes de base différentes qui peuvent être réduites, en première approximation, à six (voir figure 2.16). Les deux sites proches sont absolument nécessaires pour pouvoir comprendre les contributions des différents groupes de réacteurs. Ils sont actuellement en cours de construction et seront situés sous des collines offrant un blindage d'environ 500 m équivalent eau. Le site lointain est également en cours de construction et sera situé à une distance de 1,6 à 2,0 km des cœurs avec une couverture équivalente à 2400 m d'eau. La mise en place de l'expérience nécessite l'excavation de plus de 3 km de tunnel et l'ensemble des sites devrait être terminé à l'été 2011.

L'expérience Daya Bay, est composée d'un ensemble de huit détecteurs tous identiques, deux pour chaque site proche ainsi que quatre pour le site lointain. Le concept des détecteurs est basé, au même titre que pour les autres expériences de nouvelle génération auprès de réacteurs, sur l'utilisation de liquide scintillant dopé au Gadolinium. Chaque détecteur sera constitué de trois régions distinctes : une cible de 20 tonnes, un collecteur de gamma et un buffer d'huile minérale. Les signaux lumineux seront observés par un ensemble d'en-

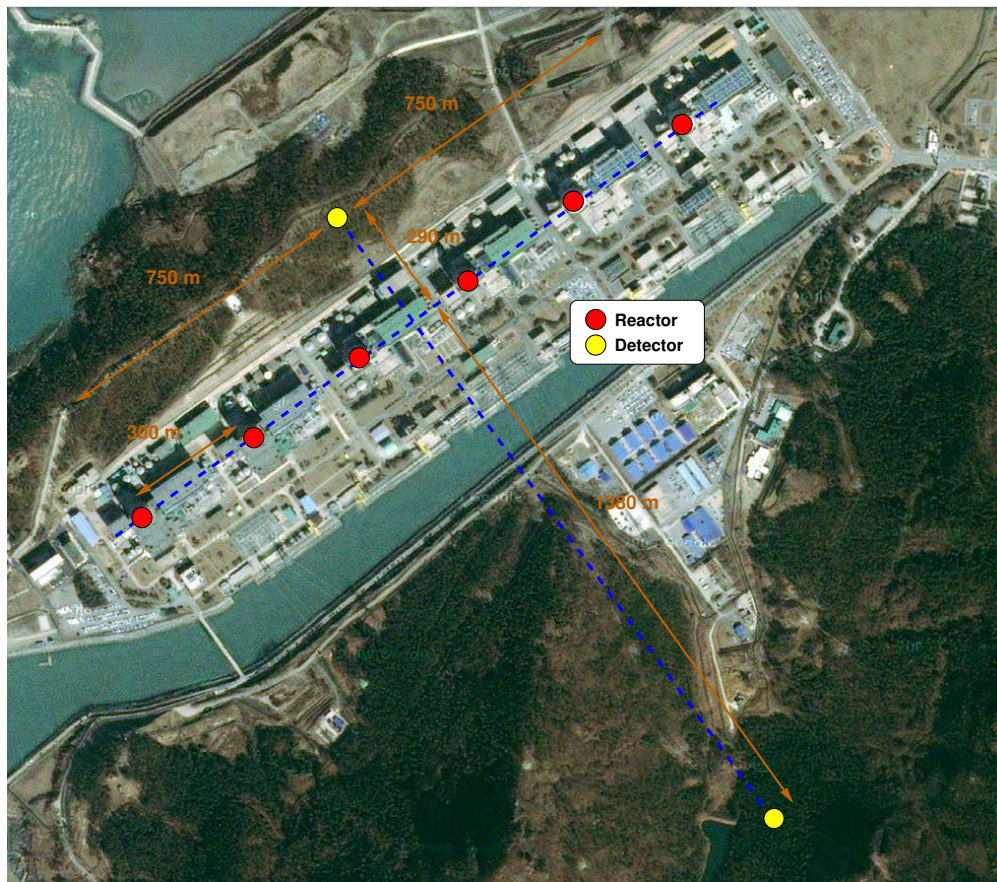


FIGURE 2.17 – Site de l'expérience RENO.

viron 200 photomultiplicateurs fixés sur l'enceinte buffer. L'ensemble des deux ou quatre détecteurs sera entouré d'un veto muons sous la forme d'une piscine d'eau ultra-pure qui servira également de blindage contre la radioactivité naturelle.

D'un point de vue du contrôle des erreurs, l'objectif de Daya Bay est de descendre à un niveau de systématiques relatives entre les détecteurs de 0,18 %. En considérant, comme publié dans le proposal, une erreur systématique de détection de 0,18 %, une erreur de soustraction des bruits de fond à moins de 0,4 % ainsi que trois années de prise de données avec les six réacteurs (0,2 % d'erreur statistique) on aboutit à une sensibilité : $\sin^2 2\theta_{13} < 0,008$ à 90 % de degré de confiance.

2.3.2.2 RENO

L'expérience RENO [54] est située en Corée du Sud auprès de la centrale nucléaire de Yongwang à environ 400 km au sud de Séoul. La centrale nucléaire de Yongwang est un complexe de six réacteurs à eau pressurisée, chacun d'une puissance de 2,7 GW_{th}, portant la puissance totale à 16,4 GW_{th}. C'est la quatrième centrale la plus puissante au monde. Les six réacteurs de la centrale sont alignés sur une distance de 1,5 km (voir figure 2.17).

L'expérience comporte deux sites : un site proche situé à 290 m ainsi qu'un site lointain

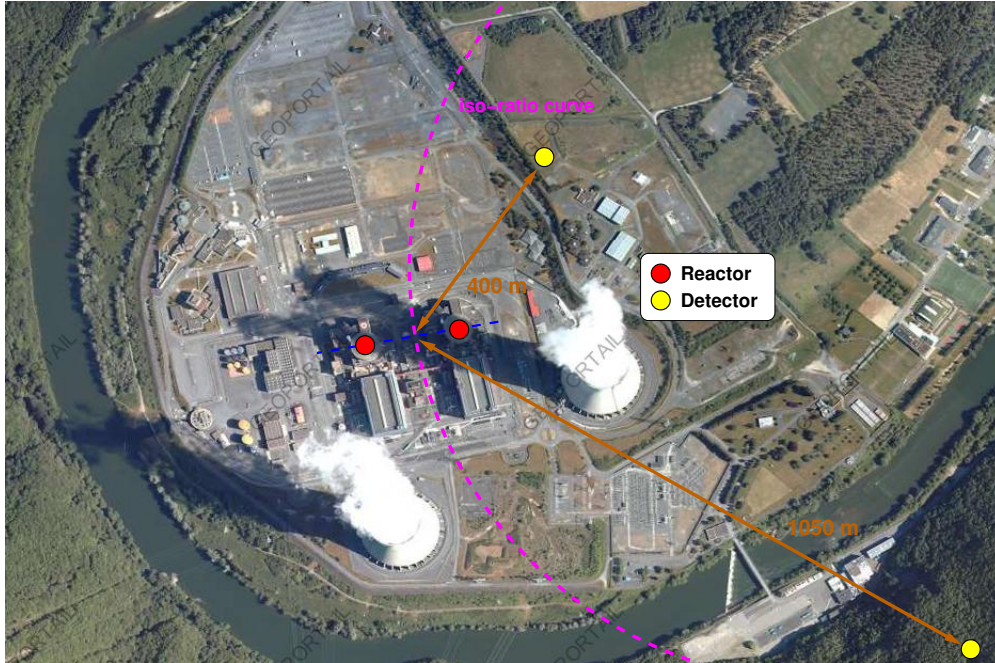


FIGURE 2.18 – Site de l'expérience Double Chooz.

situé à 1380 m du barycentre des six réacteurs. Ces sites sont enterrés sous des collines offrant une couverture respective de 120 m et 450 m d'équivalent eau.

Les détecteurs de RENO sont identiques et basés sur le concept, déjà évoqué, de détection des antineutrinos par la technique du liquide scintillant dopé au Gadolinium. La partie active est constituée de trois régions distinctes : une cible de 16 tonnes de liquide scintillant dopé à 0,1 % en Gadolinium, un collecteur de gamma observé par des photo-multiplicateurs fixés sur une enceinte buffer contenant de l'huile minérale. Le blindage contre les muons cosmiques et contre la radioactivité naturelle est assuré par une cuve veto de 20 cm de béton remplie d'eau qui détecte les particule incidentes par effet Cerenkov

Les tunnel d'accès aux sites proche et lointain sont à l'heure actuelle terminés et les détecteurs en cours d'installation.

L'incertitude systématique totale de l'expérience RENO est annoncée à un niveau inférieur à 0,5 % bien que l'erreur associée à la soustraction des bruits de fond soit encore à l'étude. La sensibilité annoncée de l'expérience, avec les six réacteurs à pleine puissance, est $\sin^2 2\theta_{13} < 0,02$ à 90 % de degré de confiance en trois ans de prise de données.

2.3.2.3 Double Chooz

L'expérience Double Chooz [55] est située auprès de la centrale de CHOOZ-B dans les Ardennes dans le nord de la France. Elle se situe sur le même site que la première expérience CHOOZ. La centrale nucléaire de CHOOZ-B est constituée de deux réacteurs de type REP-N4 de 4,27 GW_{th} chacun.

L'expérience comporte deux sites : un site proche situé à 400 m du barycentre des

réacteurs et un site lointain situé à 1050 m du même barycentre. Ces deux sites sont enterrés et possèdent respectivement une couverture de 115 m et 300 m d'équivalent eau.

Les détecteurs de l'expérience seront présentés en détail dans le chapitre suivant. Le détecteur lointain est actuellement en cours de finalisation et devrait prendre ses premières données au début de l'automne 2010. L'excavation du site proche débutera pendant le deuxième semestre 2010 pour une livraison en 2011.

L'expérience Double Chooz comportera deux phases distinctes. Une première phase de 1,5 ans avec le seul détecteur lointain avec une erreur systématique associée d'environ 2,5 % et une sensibilité à une valeur de $\sin^2 2\theta_{13} < 0,06$ à 90 % de degré de confiance. L'adjonction du détecteur proche fera tomber les systématiques à un niveau de 0,6 % ce qui permettra d'augmenter la sensibilité à la valeur de θ_{13} jusqu'à $\sin^2 2\theta_{13} < 0,03$ à 90 % de degré de confiance après 3 ans de prise de données.

2.3.3 Expériences sur accélérateur dédiés à la mesure de θ_{13}

Nous venons de discuter des nombreux avantages des expériences d'oscillation des neutrinos de réacteurs pour la détermination de θ_{13} , dernier angle de mélange encore inconnu. Il existe néanmoins un autre type d'expérience permettant de déterminer ce paramètre : les expériences dites sur "super-faisceaux". Ces expériences utilisent la même technologie que les expériences sur faisceaux conventionnels de type MINOS avec plusieurs améliorations notables. L'expérience T2K, située au Japon, utilisant l'accélérateur du J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) situé à Tokai et le détecteur Super-Kamiokande déjà évoqué, est actuellement en cours de prise de données. L'expérience NO ν A qui exploitera un faisceau de neutrinos produits par le Fermilab aux États-Unis devraient débuter à partir de 2012.

Les expériences sur faisceaux qu'ils soient conventionnels ou de type "super-faisceaux" recourent à un accélérateur pour la production des neutrinos. Un faisceau de protons entre en collision avec une cible et produit des pions et des kaons. Les pions et les kaons résultants se désintègrent principalement en ν_μ avec une faible contamination en ν_e . Les expériences peuvent apporter une information sur la valeur de l'angle de mélange θ_{13} par observation d'apparition de ν_e dans le faisceau initial de ν_μ . En raison de la complexité inhérente aux formules décrivant les oscillations de saveur (mélange des lignes de la matrice PMNS), l'expression de la probabilité d'apparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ dans le cadre d'oscillation à trois saveurs ne sera pas détaillée ici (voir [56] par exemple). Néanmoins, il faut avoir à l'esprit quelques points essentiels :

- elle est proportionnelle à $\sin^2 2\theta_{13}$ dans le terme dominant d'oscillation, et permet donc d'accéder à la valeur de l'angle de mélange,
- elle est différente pour les neutrinos et pour les antineutrinos $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} \neq P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e}$ et permet ainsi l'observation de violation CP induit par une phase $\delta \neq 0$,
- et elle est dégénérée dans les paramètres θ_{13} et δ c'est à dire que plusieurs couples (θ_{13}, δ) peuvent conduire à la même valeur de la probabilité d'oscillation.

Puisque le but principal des expériences sur super-faisceau est la mesure de $\sin^2 2\theta_{13}$ par

observation d'apparition de ν_e , la caractérisation du faisceau avant oscillation est essentielle. En effet, toute apparition, même faible, de ν_e dans le faisceau au niveau du détecteur lointain prouvera sans aucune ambiguïté que $\sin^2 2\theta_{13} > 0$. Toutes ces expériences utilisent un détecteur proche pour contrôler le faisceau initial produit et mesurer sa contamination en ν_e . Une autre caractéristique importante des expériences sur super-faisceaux est l'exploitation de la technique du faisceau hors-axe. Dans de telles expériences, le détecteur lointain est localisé légèrement en dehors de l'axe du faisceau. Cette technique permet, pour des raisons de cinématique des réactions, de produire un faisceau piqué à une énergie donnée mais également de réduire la contamination initiale du faisceau en ν_e .

Les deux approches accélérateurs et réacteurs sont donc complémentaires. L'analyse des expériences sur super-faisceaux conduira à une dégénérescence de valeurs déduites de δ et de θ_{13} . Les expériences sur réacteurs qui permettront une détermination "pure" de θ_{13} permettront de lever ces dégénérescences.

Chapitre 3

L'expérience Double Chooz

*Without experimentalists, theorists tend to drift.
Without theorists, experimentalists tend to falter.*

T. D. Lee

Nous présentons dans ce chapitre l'expérience Double Chooz. Nous décrivons tout d'abord en détail les processus de production des $\bar{\nu}_e$ par l'étude du fonctionnement des réacteurs nucléaires de type REP-N4 de la centrale de Chooz. Nous détaillons par la suite, le signal physique recherché ainsi que la méthode de détection employée par une étude des détecteurs de l'expérience.

3.1 Les réacteurs nucléaires : sources d'antineutrinos

3.1.1 Fonctionnement d'un réacteur nucléaire de type REP

Les réacteurs à eau pressurisée ou REP sont des réacteurs dits de deuxième génération. C'est la filière de réacteurs nucléaires la plus répandue dans le monde à l'heure actuelle. Elle équipe l'intégralité du parc de 58 réacteurs de puissance français.

Dans un réacteur de type REP, le combustible nucléaire employé est l'oxyde d'uranium faiblement enrichi dans sa variété isotopique 235, à hauteur de 3 à 4 %. Il est conditionné sous la forme de petites pastilles d'oxyde d'uranium (UOx) empilées et maintenues par des gaines métalliques étanches en zircaloy appelées crayons (voir figure 3.2). Ces crayons sont réunis en assemblages et forment le cœur du réacteur. Les réacteurs de Chooz, de type REP-N4 sont composés de 205 assemblages de 264 crayons et représentent une masse totale de 100 t d'UOx chacun.

La réaction en chaîne porte les assemblages de combustible à haute température. Un premier circuit, dit primaire, est chargé de récupérer la chaleur produite par le cœur. Il se compose d'eau ordinaire¹ sous pression (155 bars) qui circule au sein des assemblages

1. D'autres filières de réacteurs fonctionnent à l'eau lourde D₂O

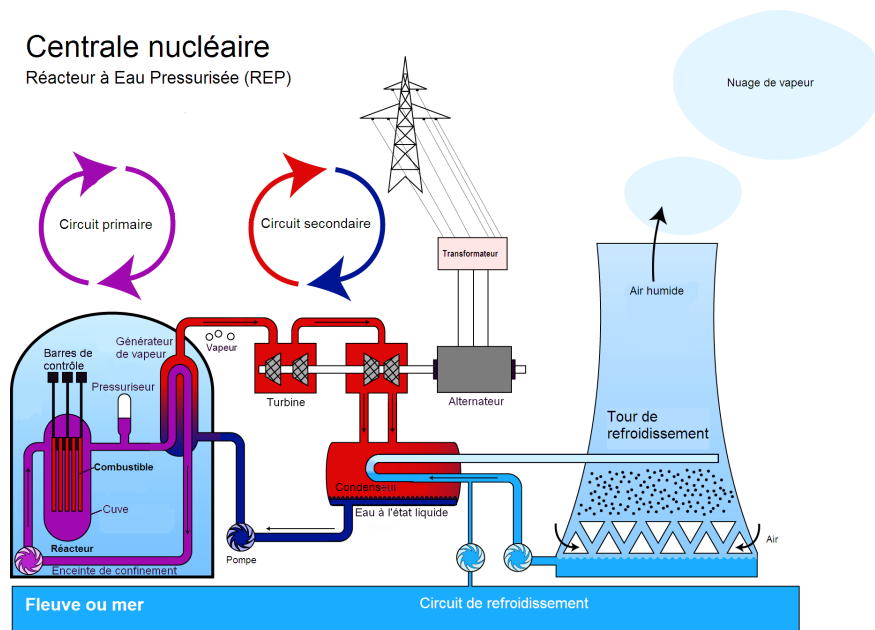


FIGURE 3.1 – Schéma de fonctionnement d'un réacteur nucléaire à eau ordinaire pressurisée (REP) [57]

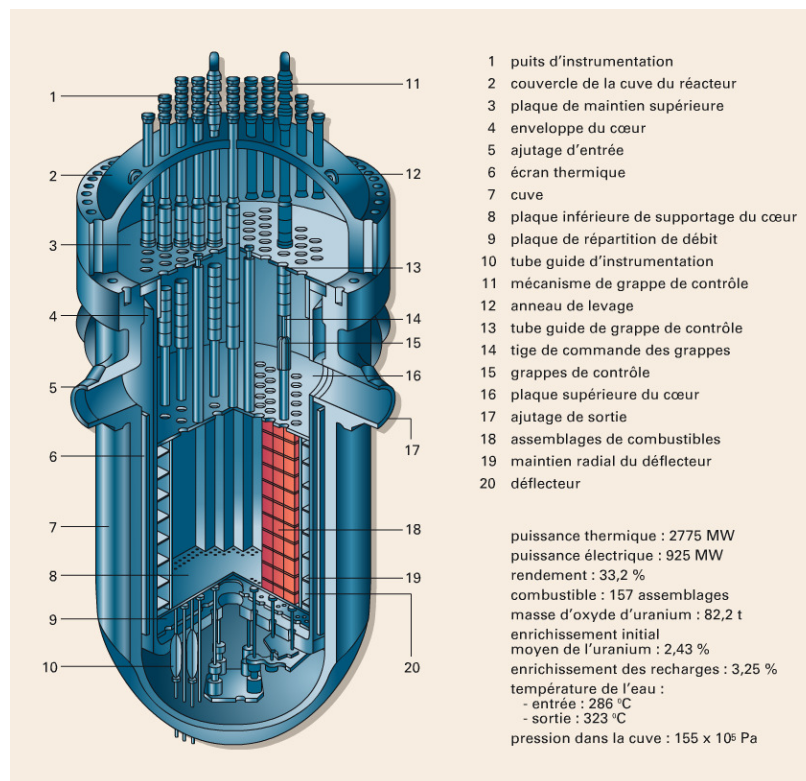


FIGURE 3.2 – Vue en coupe et détails d'un réacteur nucléaire de type REP-900 [58].

entre les crayons : on parle de fluide caloporteur. La température de l'eau est maintenue autour de 300°C au contact des assemblages, avec une élévation de 30°C entre son entrée et sa sortie du coeur. Les produits de la réaction nucléaire restent confinés à l'intérieur de la gaine en zircaloy et ne se disséminent pas dans le circuit primaire. L'eau du circuit primaire joue également le rôle de modérateur en thermalisant les neutrons de fission pour pouvoir maintenir la réaction en chaîne.

L'eau du circuit primaire transmet sa chaleur à l'eau circulant dans un autre circuit fermé : le circuit secondaire. Cet échange se fait par l'intermédiaire d'un générateur de vapeur. L'eau du circuit secondaire, initialement liquide, s'échauffe au contact du circuit primaire, se vaporise et fait tourner un ensemble de quatre turbines (une turbine haute pression et trois turbines basse pression). Ces turbines entraînent un alternateur assurant la production d'électricité. Après son passage dans les turbines, la vapeur est refroidie et retransformée en eau liquide dans un condenseur pour un nouveau cycle. Le condenseur est un appareil formé de milliers de tubes dans lesquels circule de l'eau froide prélevée dans une source extérieure (mer ou rivière) : c'est le circuit de refroidissement ou circuit tertiaire. L'eau du circuit tertiaire, échauffée dans le condenseur, est envoyée dans un aéroréfrigérant qui la refroidit par un courant d'air ascendant. L'essentiel de l'eau du circuit de refroidissement retourne dans le condenseur sauf une petite partie qui s'évapore dans l'atmosphère produisant les panaches blancs si caractéristiques des centrales nucléaires.

3.1.2 Production des antineutrinos

Nous venons de voir que les réacteurs nucléaires électrogènes utilisent la chaleur produite par les réactions de fission d'un combustible d'uranium pour produire de l'électricité. L'uranium naturel est constitué de trois variétés isotopiques : l'uranium 235 à 0,72 %, l'uranium 238 à 99,27 % ainsi que l'uranium 234 à 0,0056 %. Seul l'uranium 235 est fissile sous le bombardement de neutrons thermiques c'est-à-dire d'énergie inférieure à 1 eV. À cause des effets d'appariements nucléaires, les noyaux pairs-pairs ne sont fissiles que sous le bombardement de neutrons dits rapides d'énergie supérieure à 400 keV. Le maintien de la réaction en chaîne sur la durée d'exploitation d'un réacteur est techniquement beaucoup plus simple si l'on modère les neutrons. En effet la section efficace de l'uranium 235 est beaucoup plus élevée dans le régime thermique ($\sigma_f \sim 600$ b à 25 meV) que dans le régime rapide ($\sigma_f \sim 1$ b à 400 keV) comme on peut le voir sur la figure 3.5. Cependant l'utilisation d'eau légère comme modérateur impose de faire fonctionner le réacteur en utilisant un combustible enrichi en uranium 235. L'eau légère est trop absorbante pour pouvoir déclencher la réaction en chaîne auto-entretenu dans le cas d'un combustible d'uranium naturel. Pour produire de l'énergie avec de l'uranium naturel il faut utiliser un noyau léger moins absorbant que l'hydrogène ($\sigma_a \sim 300$ mb). En pratique deux choix s'offrent à nous le deutérium ($\sigma_a \sim 0,5$ mb) et le carbone ($\sigma_a \sim 3$ mb).

La capture d'un neutron thermique sur de l' ^{235}U produit un noyau de $^{236}\text{U}^*$ fortement instable qui se brise très rapidement en deux nouveaux noyaux appelés fragments de fission.

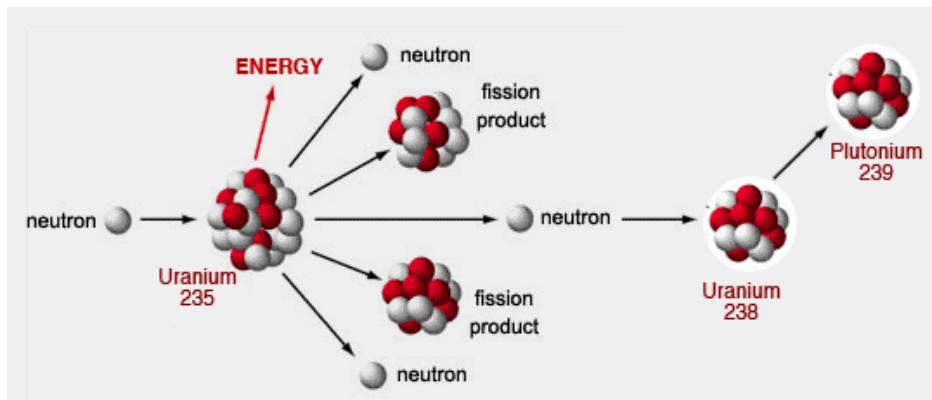
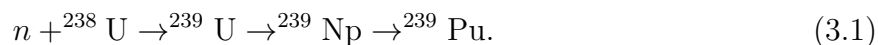


FIGURE 3.3 – Réaction en chaîne de fission de l'uranium 235 et production de plutonium 239.

Cette réaction s'accompagne d'une émission de 2,5 neutrons en moyenne ainsi que d'une libération d'énergie d'environ 200 MeV (figure 3.3). Le principe de fonctionnement d'un réacteur nucléaire est basé sur l'auto-entretien de la chaîne de réaction puisqu'en moyenne un seul des neutrons produits par une fission et modéré par l'eau légère induira une nouvelle fission. Les fragments de fission, très riches en neutrons, subissent chacun en moyenne trois désintégration β^- avant de pouvoir rejoindre la vallée de stabilité. C'est ainsi que sont produits les $\bar{\nu}_e$.

Les neutrons excédentaires peuvent être perdus par capture sur les noyaux du modérateur ou des structures du réacteur ou alors réaliser une capture fertile sur ^{238}U conduisant à la formation de ^{239}U instable, qui après deux désintégration β^- donne du ^{239}Pu fissile :



Le ^{239}Pu a la possibilité, après deux captures neutroniques successives, de produire du ^{241}Pu également fissile :



C'est pourquoi, pendant que le réacteur opère, le combustible évolue au cours du temps : le taux de fission de ^{239}Pu et ^{241}Pu est croissant tandis que celui de ^{235}U décroît (voir figure 3.4).

Le nombre de $\bar{\nu}_e$ ainsi que leur spectre en énergie est différent pour chacun des noyaux fissiles mis en jeu (tableau 3.1). C'est pourquoi, la normalisation ainsi que la forme du spectre en énergie total des $\bar{\nu}_e$ émis par les réacteurs évolue au cours du temps. L'unité utilisée pour décrire l'évolution du combustible nucléaire est le GWj/t, qui quantifie la proportion d'énergie nucléaire extraite par tonne de combustible depuis son introduction dans le cœur du réacteur.

Le choix de comparer les flux de $\bar{\nu}_e$ avec deux détecteurs identiques à des distances différentes est nécessaire et suffisant pour rechercher les oscillations de saveur à la précision requise. Il est toutefois utile de disposer d'une évaluation précise du spectre $\bar{\nu}_e$ pour être sûr de bien comprendre le fonctionnement des détecteurs et d'être capable de prendre en compte les éventuelles corrections géométriques si les détecteurs ne sont pas situés sur une

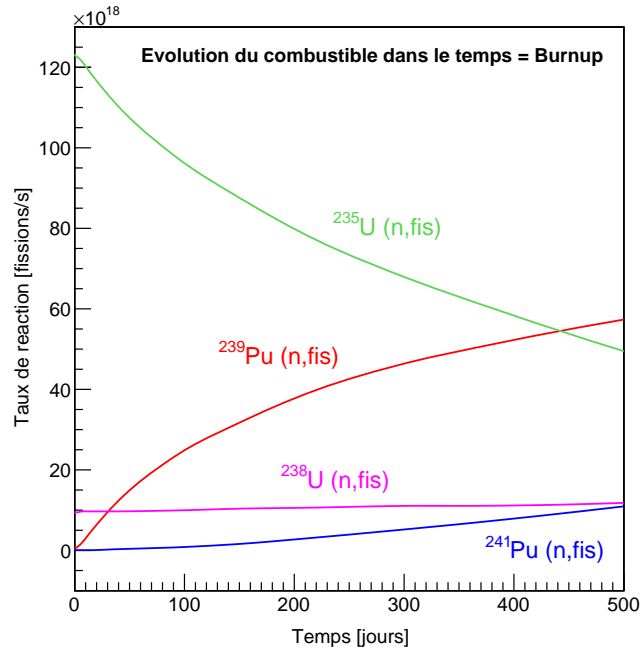


FIGURE 3.4 – Simulation Monte Carlo, réalisée avec le code de réacteur MURE, de l'évolution temporelle du taux de réaction des quatre principaux isotopes neutrinogènes au cours du fonctionnement d'un réacteur de type REP-N4. Le phénomène est dénommé combustion nucléaire ou burn-up, en anglais.

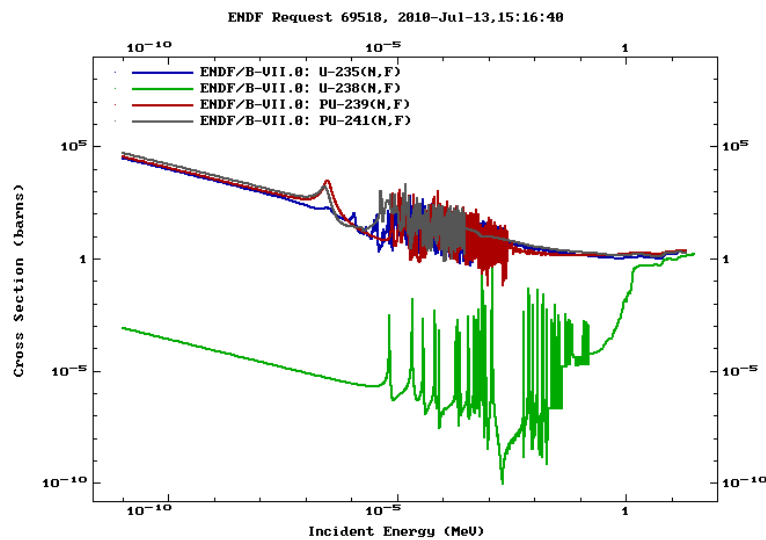


FIGURE 3.5 – Section efficace de fission des quatre principaux isotopes neutrinogènes présents dans le coeur d'un réacteur nucléaire [59]. On peut clairement distinguer la faiblesse de la section efficace de ^{238}U dans le domaine thermique.

	Nombre de $\bar{\nu}_e$ par fission	Énergie libérée par fission (en MeV)
^{235}U	$1,92 \pm 0,036$	$201,7 \pm 0,6$
^{238}U	$2,38 \pm 0,048$	$205,0 \pm 0,9$
^{239}Pu	$1,45 \pm 0,030$	$210,0 \pm 0,9$
^{241}Pu	$1,83 \pm 0,035$	$212,4 \pm 1,0$

TABLE 3.1 – Nombre total de $\bar{\nu}_e$ produits par fission au-dessus de 1,8 MeV (seuil de la réaction β inverse) et énergie libérée par fission [60].

même ligne iso-rapport. De plus, puisque la phase à deux détecteurs de l'expérience Double Chooz ne débutera qu'un an et demi après la mise en fonctionnement du détecteur lointain, la prédiction du spectre $\bar{\nu}_e$ émis par les réacteurs est essentielle pendant toute la première phase. Cette prédiction sera détaillée dans le chapitre 5.

3.2 Signal physique recherché

Nous avons déjà vu précédemment que la détection des $\bar{\nu}_e$ est basée sur la réaction β inverse c'est-à-dire l'interaction par courant chargé sur proton :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n. \quad (3.3)$$

Cette réaction possède un seuil en énergie qui dépend du noyau contenant le proton cible. Ce seuil est de 1,8 MeV dans le cas d'une interaction avec ^1H , de 14 MeV pour une interaction avec ^{12}C et 11,4 MeV pour une interaction avec ^{16}O . C'est pourquoi, le proton libre, c'est-à-dire l'hydrogène ^1H , est la seule cible envisageable étant donné l'énergie moyenne de 3 MeV et de l'énergie maximale de 10 MeV des $\bar{\nu}_e$ de réacteurs.

Lors d'une interaction β inverse, il y a relation directe entre l'énergie du positron produit et celle du neutrino incident :

$$E_{\bar{\nu}_e} = \frac{1}{2} \frac{2M_p E_{e^+} + M_n^2 - M_p^2 - m_e^2}{M_p - E_{e^+} + \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2} \cos \theta_{e^+}}. \quad (3.4)$$

soit, dans une très bonne approximation

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{e^+} + \Delta + \mathcal{O}(E_{e^+}/M_n) \quad (3.5)$$

où Δ est la différence de masse entre neutron et proton, $\Delta = M_n - M_p = 1,293$ MeV.

L'énergie visible E_{vis} dans le détecteur est la somme de l'énergie cinétique du positron ainsi que celle libérée lors de son annihilation avec un électron au repos :

$$E_{\text{vis}} = E_{e^+} + m_e \approx E_{\bar{\nu}_e} - \Delta + m_e \approx E_{\bar{\nu}_e} - 0,782 \text{ MeV}. \quad (3.6)$$

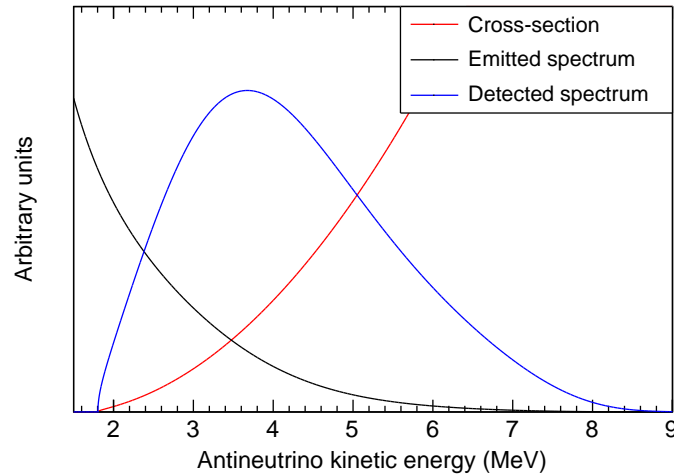


FIGURE 3.6 – Section efficace (courbe rouge), spectre $\bar{\nu}_e$ émis par les réacteurs (courbe noire) et spectre détecté dans l’hypothèse $\theta_{13} = 0$ (courbe bleue) avec une normalisation arbitraire. La forme du spectre détecté dépend essentiellement de deux contributions. D’une part la section efficace de détection des $\bar{\nu}_e$ sur proton croît sensiblement quadratiquement avec l’énergie des $\bar{\nu}_e$, d’autres part le spectre émis par les réacteurs décroît approximativement comme l’exponentielle d’un polynôme de l’énergie.

La section efficace de la réaction (3.3) sur proton libre est bien connue et est donnée par la formule suivante :

$$\sigma(E_{\bar{\nu}_e}) = K \times (E_{\bar{\nu}_e} - \Delta) \sqrt{(E_{\bar{\nu}_e} - \Delta)^2 - m_e^2}, \quad (3.7)$$

où la constante K est obtenue à partir du temps de vie du neutron [45] et vaut $(9,559 \pm 0,009) \times 10^{-44} \text{ cm}^2 \text{ MeV}^{-2}$.

Le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ produits par la centrale et observés dans un détecteur est proportionnel au produit du flux de $\bar{\nu}_e$ par la section efficace (3.7) comme présenté sur la figure 3.6. On s’attend donc à mesurer, pour une durée d’acquisition T , dans un détecteur D situé à une distance L d’un réacteur R , pour un intervalle i correspondant à une gamme d’énergie de l’antineutrino $[E_i, E_{i+1}]$ un nombre d’événements :

$$N_i^{R,D} = \frac{T}{4\pi L^2} \int_{E_i}^{E_{i+1}} dE_{\bar{\nu}_e} \sigma(E_{\bar{\nu}_e}) \phi_{R,D}(E_{\bar{\nu}_e}) f_i(E_{\bar{\nu}_e}) P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e}(E_{\bar{\nu}_e}, L), \quad (3.8)$$

où $\phi_{R,D}$ est le flux de $\bar{\nu}_e$ émis par le réacteur R et f_i la réponse du détecteur D incluant les efficacités et la résolution en énergie.

L’équation (3.8), nous permet de calculer le nombre d’événements attendus dans les détecteurs proche et lointain. Les paramètres nécessaires au calcul - notamment une efficacité des réacteurs à 78 % de la puissance maximale tenant compte des arrêts de tranche et une efficacité de détection de 80 % - ainsi que les taux d’événements attendus sont présentés dans le tableau 3.2.

Détecteur	Proche	Lointain
Distance au réacteur Ouest (en m)	465	1115
Distance au réacteur Est (en m)	351	998
Efficacité de détection	80 %	80 %
Efficacité des réacteurs	78 %	78 %
Temps mort	10 %	3 %
Taux de $\bar{\nu}_e$ sans efficacité (par jour)	485	68,8
Taux de $\bar{\nu}_e$ avec efficacité de détection et temps mort (par jour)	348	53,4
Taux de $\bar{\nu}_e$ intégré (par an)	99343	15200

TABLE 3.2 – Taux attendus d'antineutrinos dans les détecteurs proche et lointain sous l'hypothèse $\theta_{13} = 0$. Le volume de détection considéré est de $10,3 \text{ m}^3$. Les taux d'événements calculés sans qu'aucune efficacité ne soit prise en compte seront utilisées par la suite pour calculer les rapports signal sur bruit. La dernière ligne du tableau inclut les efficacité de détection, le temps mort ainsi que l'efficacité des réacteurs c'est-à-dire la prise en compte des périodes d'arrêt moyennes de chacune des tranches.

L'effet des oscillations $\bar{\nu}_e$ est présenté sur la figure 3.7 sous la forme du rapport attendu des spectres observés aux positions lointaine et proche renormalisés pour tenir compte des différents taux de comptage. La caractéristique d'une oscillation est une distortion spectrale prononcée dans aux alentours de 2 MeV et proportionnelle à la valeur de $\sin^2 2\theta_{13}$.

3.3 Les détecteurs de Double Chooz

Le concept des détecteurs de Double Chooz [55] est inspiré du détecteur de la première expérience CHOOZ [21] avec de nombreuses innovations pour améliorer la sensibilité de l'expérience à la fois en augmentant la statistique mais également en réduisant les erreurs systématiques ainsi que les bruits de fond.

Le taux de comptage attendu d'événements neutrinos dans le détecteur lointain est d'environ 60000 en trois années de prise de données, conduisant à une erreur statistique de 0,4 %. Pour cela, les détecteurs sont composés d'une cible cylindrique de 115 cm de rayon et de 245,8 cm de hauteur offrant un volume de $10,3 \text{ m}^3$. Les détecteurs proche et lointain seront identiques jusqu'au niveau de la structure de support des photomultiplicateurs (PMs) incluse ce qui permettra une bonne normalisation relative des deux détecteurs, avec une incertitude systématique totale de 0,6 %. Cependant, les localisations différentes des deux détecteurs entraînent des différences au niveau des couvertures matérielles contre les rayonnements cosmiques de 115 mwe pour le site proche et de 300 mwe pour le site lointain. C'est pourquoi les véto muons et les blindages externes envisagés sont différents mais choisis de manière à garder un rapport signal sur bruit au dessus de 100 et maintenir un niveau d'incertitude systématique en dessous du pourcent.

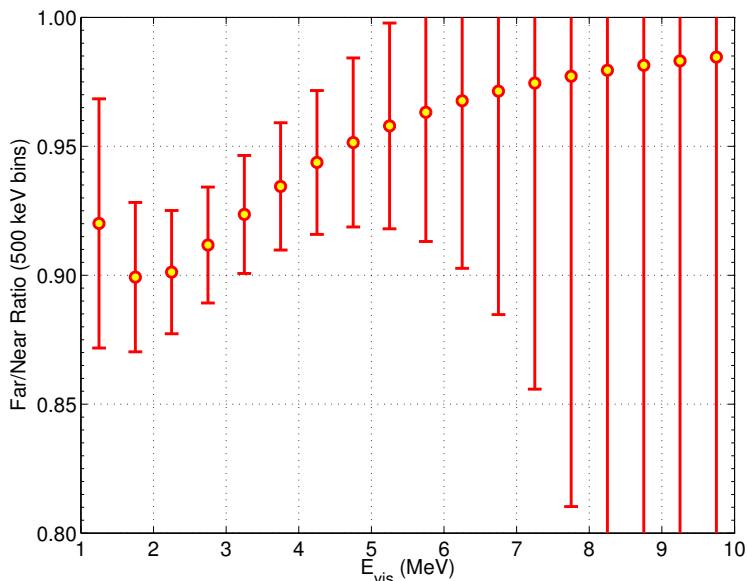


FIGURE 3.7 – Rapport des nombres d’événements attendus dans les détecteurs proche et lointain après trois années de prise de données pour les valeurs $\Delta m_{31}^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$ [55]. Les barres d’erreurs ne contiennent que l’erreur statistique.

Nous présentons dans la suite la structure du détecteur lointain (voir figure 3.8) de l’expérience en partant du centre et en différenciant le rôle des différentes enceintes mises en jeu.

3.3.1 Conversion de l’énergie des antineutrinos en lumière

Les détecteurs de Double Chooz sont basés sur l’utilisation de deux enceintes cylindriques et concentriques : l’enceinte cible et l’enceinte permettant la collection complète des γ dite “gamma-catcher”. Ces enceintes sont fabriquées en acrylique, matière plastique très faiblement radioactive, transparente aux rayonnements ultra-violettes ainsi qu’aux photons visibles de longueur d’onde supérieure à 400 nm. Ces enceintes sont destinées à contenir des liquides scintillants et doivent par conséquent être compatibles chimiquement pour leur assurer une stabilité d’au moins cinq années. Les caractéristiques géométriques de ces enceintes sont présentées sur la figure 3.9

Le rôle de la cible est la détection des antineutrinos par réaction β inverse (3.3) au travers d’un liquide scintillant dopé au Gadolinium à un niveau de 1 g/l [61]. Le Gadolinium présente une grande section efficace de capture des neutrons d’environ 10^5 b pour les isotopes ^{155}Gd (15 % d’abondance naturelle) et ^{157}Gd (16 % d’abondance naturelle). La capture d’un neutron produit par interaction β inverse, avec une constante de temps d’environ $25 \mu\text{s}$, est suivie d’une désexcitation sous la forme de trois γ d’énergie totale d’environ 8 MeV. Le liquide cible sera préparé en un “batch” unique pour les détecteurs proche et lointain pour garantir une même concentration volumique de protons cibles et s’assurer que les effets de vieillissement

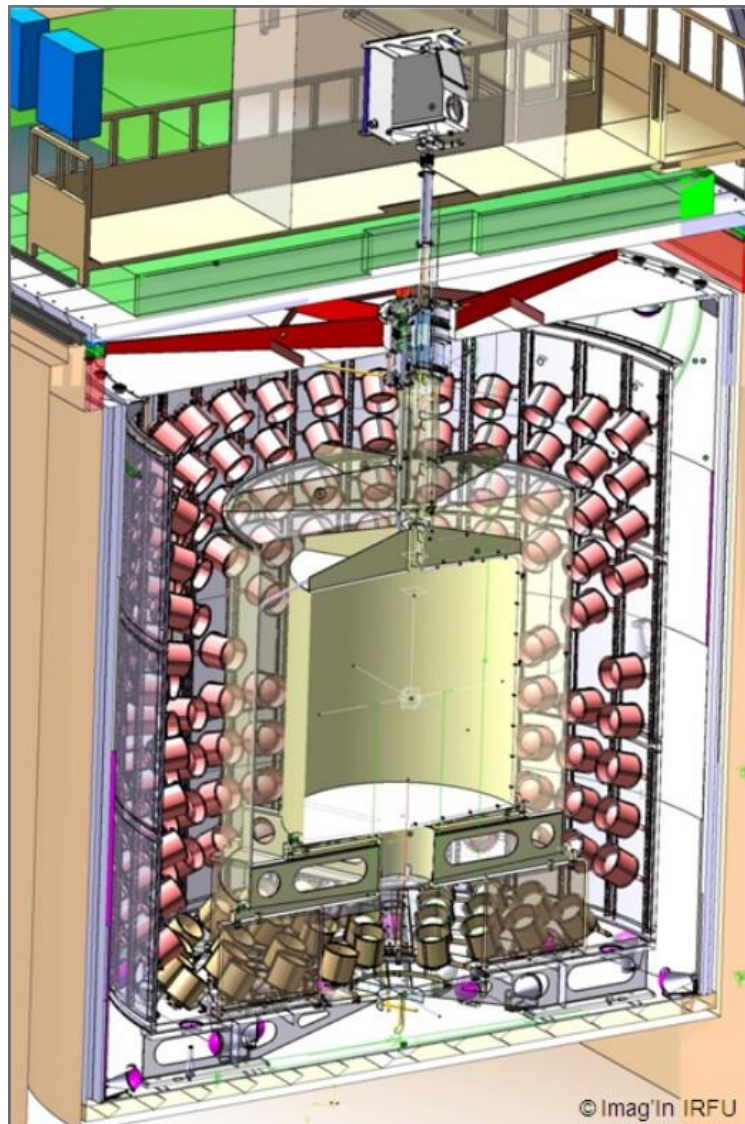


FIGURE 3.8 – Vue en coupe du détecteur lointain de Double Chooz et du laboratoire neutrino. Le détecteur est situé dans l'ancien puits cylindrique de 7 m de diamètre par 7 m de hauteur de la première expérience CHOOZ. Un volume de $10,3 \text{ m}^3$ de liquide scintillant dopé au Gadolinium (1 g/l) est contenu dans l'enceinte cible en acrylique entourée des volumes gamma-catcher ($22,6 \text{ m}^3$) et buffer ($114,2 \text{ m}^3$). Les interactions des $\bar{\nu}_e$ sont observées par un jeu de 534 PMs fixés sur l'enceinte buffer. La partie interne du détecteur est protégée des bruits de fond par une enceinte véto muons (90 m^3) ainsi que par un blindage de 15 cm d'acier.

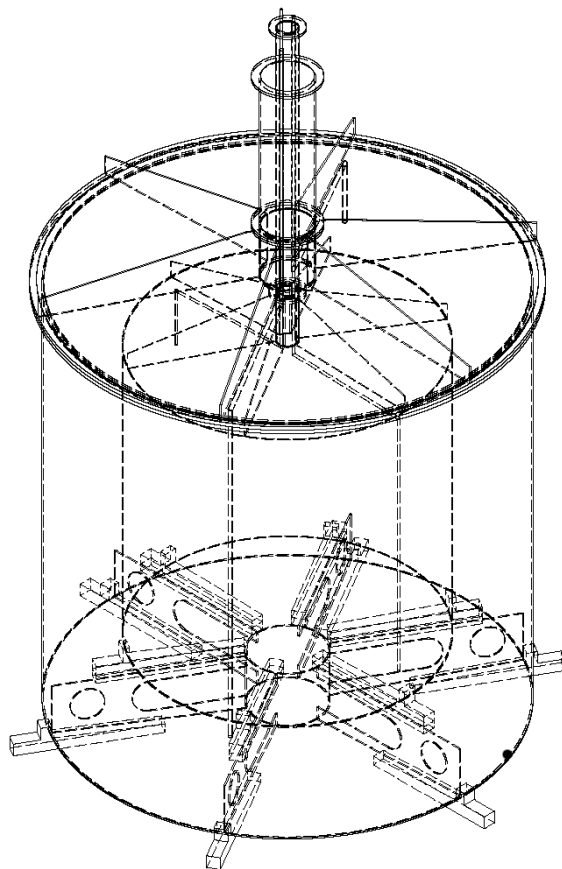


FIGURE 3.9 – Schéma tri-dimensionnel des enceintes acryliques cible et gamma-catcher. L'enceinte cible est un cylindre de 245,8 cm de hauteur, 115 cm de rayon, et 8 mm d'épaisseur soit un volume de $10,3 \text{ m}^3$. L'enceinte gamma-catcher entourant l'enceinte cible est également cylindrique et de 357,4 cm de hauteur, 169,6 cm de rayon, et 12 mm d'épaisseur soit un volume de $22,6 \text{ m}^3$.

soient les mêmes. Il est composé d'un mélange de 20 % de PXE (phenyl-xylyléthane, molécule scintillante composée de deux cycles benzéniques) et de 80 % de dodécane ($C_{12}H_{26}$). L'emploi de dodécane réduit le rendement lumineux du mélange mais permet une meilleure stabilité dans le temps ainsi qu'une augmentation du nombre de protons cibles c'est-à-dire d'atomes d'hydrogène. Le liquide cible contient également des molécules de PPO et de Bis-MSB permettant, par des processus à la fois radiatifs et non-radiatifs, de décaler la longueur d'onde des photons produits dans la gamme optimale de fonctionnement des PMs de l'expérience. La densité du liquide cible est de 0,8 g/mL.

Les 22,6 m³ de l'enceinte gamma-catcher, qui correspondent à une épaisseur de 60 cm, seront également remplis de liquide scintillant. Le liquide employé n'est pas dopé en Gadolinium mais possède les mêmes propriétés optiques de production de lumière et de densité que le liquide cible. Ce volume permet de recueillir la totalité de l'énergie de l'annihilation du positron ainsi que la majorité de l'énergie de désexcitation du Gadolinium consécutive à la capture du neutron. Il permet donc d'augmenter l'efficacité de détection de la capture du neutron et de réduire les systématiques dues aux effets de fuites lors d'une interaction neutrino à proximité des bords du volume cible. Ces effets de bords seront étudiés en détail dans le chapitre 7.

Les liquides scintillant de Double Chooz sont le fruit de plusieurs années de recherche. Leur stabilité est garantie pour une période d'au moins cinq années. La longueur d'atténuation de ces liquides est de l'ordre de la dizaine de mètres aux longueurs d'ondes des photons produits dans la cible et dans le γ -catcher (400-500 nm).

3.3.2 Minimisation des bruits de fond internes

L'enceinte buffer de Double Chooz est une innovation majeure par rapport à la première expérience. C'est une enceinte cylindrique entourant l'enceinte gamma-catcher fabriquée en acier inoxydable électropoli de type 304L et 316L. Ses dimensions sont de 568 cm de hauteur pour 276 cm de rayon et 3 mm d'épaisseur soit une masse totale de plus de 10 t.

L'enceinte buffer remplit un double rôle. D'une part, elle permet de soutenir la structure de support des PMs en étant renforcée par un "squelette" formé de profilés raidisseurs. D'autre part, elle joue le rôle de zone tampon en limitant les bruits de fond internes du détecteur dont la contribution principale provient de la radioactivité γ du verre des PMs qui contient du ⁴⁰K.

À cette fin, l'enceinte contient un volume de 114,2 m³ d'un mélange d'huile minérale non-scintillante et de dodécane qui représente une épaisseur de 95 cm. Pour assurer une transmission optique optimale, le mélange employé possède la même densité que les liquides scintillants cible et gamma-catcher. Le liquide buffer est compatible à la fois avec les matériaux acrylique et acier inoxydable et possède une excellente transparence aux longueurs d'ondes d'émission des liquides scintillants. Le coefficient de réflectivité de l'enceinte Buffer est de 40 %.

Un résumé de la composition des liquides est présenté dans le tableau 3.3.

Région	Volume (m ³)	Composition volumique
Cible	10,3	20 % PXE + 80 % dodécane + décaleurs de longueur d'onde + Gadolinium
Gamma-catcher	22,6	5 % PXE + 60 % dodécane + 35 % huile minérale + décaleurs de longueur d'onde
Buffer	114,2	43 % dodécane + 57 % huile minérale

TABLE 3.3 – Composition des liquides de la partie centrale des détecteurs de Double Chooz. Une présentation plus détaillée de la composition du liquide cible est donnée dans le chapitre 6.



FIGURE 3.10 – Photographie du détecteur lointain avec vue de l'intérieur de l'enceinte buffer. On peut distinguer la répartition des PMs sous forme d'anneaux ainsi que leur blindage en μ -métal.

3.3.3 Détection et collection des signaux lumineux

Les signaux lumineux produits par l'annihilation du positron ou par la désexcitation du Gadolinium lors des interactions $\bar{\nu}_e$ dans la cible sont observés par un jeu de 534 PMs Hamamatsu de 8 pouces. La couverture totale ainsi réalisée est de 13,5 %. Cette couverture est suffisante pour obtenir les sensibilités désirées et permet de limiter le nombre de PMs utilisés. En effet, en plus des contraintes financières, les PMs sont une source importante de bruit de fond à cause des rayonnements γ du ^{40}K . Ils sont répartis en 12 anneaux de 30 PMs sur la surface cylindrique du buffer ainsi que 87 sur le fond et le couvercle de l'enceinte (voir figure 3.10). Ils sont orientés de manière à observer le centre de la cible. Les PMs sont protégés des champs magnétiques par un blindage en μ -métal et leur position a été déterminée précisément lors de leur intégration par des mesures de métrologie avec laser.

Lors d'une interaction dans la cible, chaque photo-multiplicateur voit zéro ou un photon. La réponse totale des PMs est au minimum de 180 photo-électrons (p.e.) par MeV d'énergie déposée par une interaction au centre de la cible et atteint 200 p.e. par MeV pour un événement en périphérie. On peut corriger cette réponse en reconstruisant la position de l'événement. Les vertex d'interaction seront reconstruits à une dizaine de centimètres et la

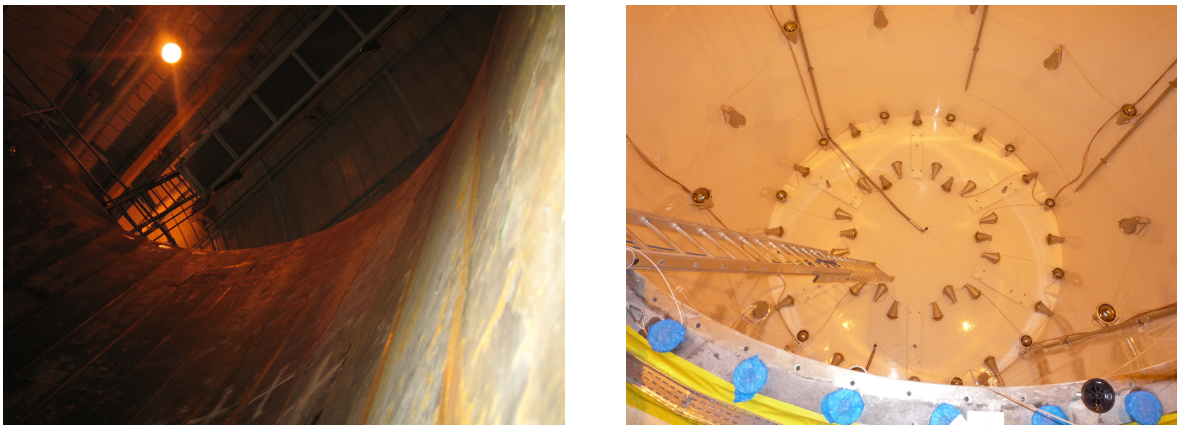


FIGURE 3.11 – À gauche : blindage en acier démagnétisé de faible radioactivité composé de barres de 15 cm d'épaisseur. À droite : enceinte veto muons interne et implémentation de PMs.

résolution en énergie est d'environ $7,5 \% / \sqrt{E(\text{MeV})}$ c'est-à-dire complètement dominée par la photostatistique.

3.3.4 Protection contre les bruits de fond externes

Les bruits de fond externes de Double Chooz proviennent des rayonnements cosmiques ainsi que de la radioactivité naturelle. Le signal caractéristique d'une interaction $\bar{\nu}_e$ dans le détecteur c'est-à-dire la coïncidence d'un signal "immédiat" d'annihilation du positron, avec une énergie visible minimale de 0,7 MeV et d'un signal retardé de 8 MeV après capture du neutron sur un atome de Gadolinium permet de rejeter une partie importante des bruits de fond. Cependant, cette signature peut être reproduite de deux façons différentes, de manière accidentelle ou corrélée. Les bruits de fond accidentels sont composés d'un événement de type neutron (capture d'un neutron sur Gadolinium ou tout autre événement produisant de l'ordre de 8 MeV sous forme de γ) s'étant manifesté dans une fenêtre en temps de l'ordre de $100 \mu\text{s}$ après un événement ayant déposé plus de 0,7 MeV d'énergie. Ils proviennent donc de la coïncidence fortuite de plusieurs γ ou de celle de γ et de neutrons de la radioactivité naturelle. Les bruits de fond corrélés proviennent soit des neutrons rapides qui se thermalisent dans le détecteur en faisant reculer des protons imitant ainsi le signal rapide puis étant capturés sur Gadolinium, soit d'émetteurs β -n par exemple les noyaux de ^8He et ^9Li . Ce sont les interactions des muons cosmiques dans la roche ou dans les liquides qui sont à l'origine de la production de neutrons rapides ou de noyaux cosmogéniques. Les bruits de fond corrélés possédant la même caractérisation temporelle de dépôt d'énergie que le signal sont évidemment les candidats les plus dangereux.

Les performances de l'expérience Double Chooz dépendent donc fortement de la capacité de rejet de ces bruits de fond. Pour cela la partie interne du détecteur - cible, gamma-catcher et buffer - est entourée d'une enceinte cylindrique de 329,5 cm de rayon pour 664 cm de hauteur, pour le détecteur lointain, appelée veto muons interne. Pour le détecteur proche,

Détecteur	Proche	Lointain
Taux d'événements $\bar{\nu}_e$ (par jour)	485	69
Taux de bruits de fond accidentels (par jour)	11	2
Rapport signal sur bruit accidentel	2,2 %	2,9 %
Taux de bruits de fond corrélés (par jour)	5,2	1,6
Rapport signal sur bruit corrélé	1,1 %	2 %

TABLE 3.4 – Bruits de fond accidentels et corrélés prévus pour l'expérience Double Chooz.

cette enceinte sera agrandie (100 cm d'épaisseur contre 60 cm pour le détecteur lointain). Le véto muons interne contient environ 90 m³ de liquide scintillant et est observée par un jeu de PMs. Sa fonction est le rejet des bruits de fond dûs aux muons cosmiques par interruption de l'acquisition pendant quelques μ s après détection d'un tel événement. Les détecteurs sont également protégés des muons cosmiques par l'emploi d'un véto muons dit externe composé de lattes de plastique scintillant. Ce système à la même fonction que le véto muons interne mais permet également de signer les muons cosmiques passant à côté du détecteur sans y pénétrer et pouvant produire des neutrons rapides par interaction dans la roche.

L'enceinte véto interne est entourée d'un blindage contre la radioactivité naturelle en acier démagnétisé de faible radioactivité. Il se compose de plusieurs barres de 15 cm d'épaisseur et couvre à la fois le haut, le bas et les côtés du détecteur. La masse totale mis en jeu est d'environ 20 t. L'acier remplace efficacement le sable employé comme blindage pour la première expérience CHOOZ et permet d'avoir des volumes internes plus grand tout en conservant le puits original.

Les taux journaliers de bruits de fond accidentels et corrélés sont présentés dans le tableau 3.4. La diminution de ces bruits de fond à un tel niveau nécessite des contraintes fortes en terme de contamination radioactive des éléments constituant la partie interne du détecteur. Les spécifications de Double Chooz en terme de niveau de contamination sont inférieures à la partie par milliard pour les isotopes ²³⁸U et ²³²Th, inférieure à la partie par million pour l'isotope ⁴⁰K et inférieur à quelques mBq/kg pour l'isotope ⁶⁰Co pour tous les constituants à l'exception des photo-multiplicateurs. Avec ces contraintes, le taux d'événements simples déposant une énergie de plus de 0,7 MeV dans les liquides scintillants est inférieure à 3 Hz soit une contribution équivalente à celle des PMs.

3.3.5 Électronique, traitement du signal et suivi des détecteurs

L'électronique principale de l'expérience est basée sur l'utilisation de flash-ADC (convertisseur analogique vers numérique). Chacune des cartes FADC possèdent 8 canaux et échantillonnent le signal à une fréquence de 500 MHz soit un échantillon toutes les 2 ns. Elles ont été co-développées par l'entreprise CAEN (Costruzioni Apparecchiature Elettroniche Nucleari) et par le laboratoire d'Astroparticules et de Cosmologie (APC) et sont désormais commercialisées sous la référence V1721 [62].

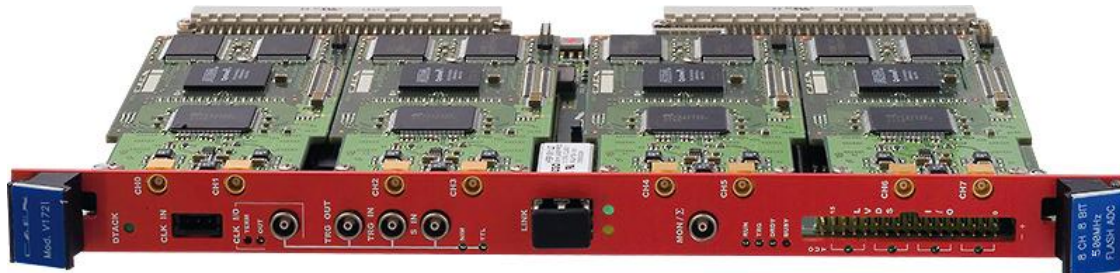


FIGURE 3.12 – Carte CAEN-V1721 [62].

La mémoire RAM de chaque canal ADC est de 2 Mo et est séparée en 1024 zones mémoires indépendantes. Chacune de ces zones mémoires, est elle même divisée en 2048 nombre de 8 bits permettant donc, à la fréquence d'échantillonnage, de couvrir une période de 4096 ns. Tant que le FADC ne reçoit pas un signal de déclenchement externe il reste cantonné dans une unique zone mémoire dans laquelle il écrit puis réécrit de façon cyclique. En cas de réception d'un tel signal, le FADC passe à la zone mémoire suivante ce qui permet de garder l'événement en mémoire. Le FADC conserve donc jusqu'à 1024 événements en mémoire ce qui permet l'utilisation d'une fréquence de lecture des zones mémoires 1000 fois moindre que le taux de déclenchement. La méthode d'enregistrement des données permet, aux vues des fréquences de signaux attendues soit environ 10 Hz d'événements simples et environ 50 Hz de muons, une acquisition en continue et sans aucun temps mort. De plus, la numérisation du signal à 500 MHz permet un codage de la forme des signaux des PMs. La connaissance de la forme des signaux permettant de remonter à l'information en temps qui est un critère particulièrement important pour obtenir une bonne reconstruction spatiale des événements.

Le système de déclenchement de l'expérience est basé sur deux niveaux distincts. Un premier niveau de déclenchement a lieu pour un dépôt d'énergie supérieur à 0,5 MeV dans la partie interne du détecteur ou supérieur à 5 MeV dans le veto interne. Un deuxième niveau de déclenchement décidera si l'on sauvegarde l'intégralité de la forme de chaque signal issus des PMs pour la détection des candidats neutrino ou seulement l'information en charge et en temps de chaque PM pour les événement uniques ou de type muon. Le système de veto externe possède quand à lui sa propre électronique.

L'environnement externe et interne des détecteurs de Double Chooz sera suivi en temps réel par un système dédié. Les fluctuations éventuelles du nombre de protons cibles à cause de changements de température seront continuellement observées par des mesures de niveau des liquides ainsi que par des mesures de température. Les champs magnétiques internes, pouvant affecter la réponse des PMs seront également mesurés en continu. L'environnement externe sera contrôlé par des mesures de température, de pression atmosphérique et de niveau de radon.

	CHOOZ	Double Chooz
Production		
Sections efficaces	1,9 %	-
Puissance des réacteurs	0,7 %	-
Énergie par fission	0,6 %	-
Nombre de protons cibles	0,8 %	0,2 %
Efficacité du (des) détecteur(s)	1,5 %	0,5 %

TABLE 3.5 – Résumé des incertitudes systématiques dans CHOOZ [21] et des objectifs pour Double Chooz [55].

3.3.6 Calibrage du détecteur

La détermination de l'énergie des neutrinos, donnée essentielle pour une analyse prenant en compte la forme du spectre, ainsi que de l'efficacité des détecteurs nécessite un calibrage rigoureux. Un large éventail de systèmes est mis en place. Un système de deux tubes, un dans le γ -catcher et un dans le buffer, permet le déploiement de sources γ ou neutron dans le détecteur. L'accès à la partie interne se fait au travers d'une boîte à gants reliée aux cheminées des diverses enceintes. Le déploiement de sources radioactives peut également se faire directement dans l'enceinte cible par l'emploi d'un "fil de pêche" le long de l'axe central du détecteur ou dans tout le volume cible à l'aide d'un bras articulé. Des systèmes de laser et de LED (diode électro-luminescente) sont également installés sur la surface interne des enceintes buffer et veto interne.

3.4 Erreurs expérimentales et sensibilité de l'expérience Double Chooz

Dans la première expérience CHOOZ, l'incertitude systématique totale s'élevait à 2,7 %. Le tableau 3.5 résume les incertitudes systématiques qui ont été déterminées pour l'expérience CHOOZ colonne de gauche [21], et les objectifs de Double Chooz, colonne de droite [55].

3.4.1 Incertitudes sur la production des $\bar{\nu}_e$

Dans l'expérience CHOOZ, les incertitudes les plus conséquentes venaient de la connaissance limitée (2 %) du flux d'antineutrinos et de la forme du spectre $\bar{\nu}_e$ fourni par la centrale. Elles seront contrôlées dans Double Chooz en recourant au détecteur proche pour la mesure du spectre et en comparant les données obtenues dans les deux détecteurs pour la mesure de $\sin^2 2\theta_{13}$.

La première ligne, "sections efficaces", prend en compte à la fois les incertitudes sur le flux de $\bar{\nu}_e$ produits par la centrale ainsi que sur la réaction β inverse pour la détection des

antineutrinos. Le concept d'expérience à deux détecteurs de Double Chooz est idéal pour s'affranchir de la méconnaissance de ces sections efficaces de production (1^{ère} et 3^{ème} lignes du tableau) et de détection ainsi que la méconnaissance de la puissance réelle de la centrale (2^{ème} ligne du tableau).

3.4.2 Incertitude sur le nombre de protons cible

Le nombre de protons cible aussi bien que les efficacités de détection doivent être connus avec précision entre les deux détecteurs, mais seulement en relatif; le calibrage en absolu avec une telle précision n'est pas nécessaire pour la mesure de θ_{13} . L'incertitude de 0,8 % dans CHOOZ sur le nombre de protons cible provenait essentiellement de la composition chimique du liquide scintillant. Il est très difficile d'améliorer cette détermination. En revanche, l'utilisation de deux détecteurs identiques remplis avec le même liquide permet de s'affranchir de cette incertitude. Nous décrivons dans le chapitre 6 l'ensemble des moyens et des procédures mis en oeuvre pour assurer une incertitude de 0,2 % sur la détermination relative du nombre de protons cible entre les deux détecteurs.

3.4.3 Incertitudes sur la détection des $\bar{\nu}_e$

L'expérience CHOOZ utilisait dix coupures pour l'analyse des données. Nous les présentons brièvement, le détail pouvant être trouvé dans [21]. Quatre coupures étaient liées à l'identification des produits de la désintégration β inverse au travers de l'énergie déposée dans le détecteur par les positrons, $1,3 \text{ MeV} < E_{e^+} < 8 \text{ MeV}$, et les neutrons, $6 \text{ MeV} < E_{e^+} < 12 \text{ MeV}$. Trois coupures de localisation étaient appliquées pour la position reconstruite du positron, du neutron ainsi que de la distance entre deux événements en coïncidence. Un critère de multiplicité, c'est-à-dire d'avoir une seule interaction neutron après un signal e^+ était également appliqué. Enfin la fenêtre de recherche de la coïncidence entre e^+ et n était comprise entre 2 et $100 \mu\text{s}$.

La stratégie adoptée pour l'expérience Double Chooz consiste à recourir le moins possible à ces coupures, chacune d'elles étant source d'incertitudes systématiques. L'enceinte buffer de Double Chooz permettra la diminution du taux d'événements accidentels dans chaque détecteur de deux ordres de grandeur par rapport à CHOOZ. On pourra donc se permettre de descendre le seuil en énergie visible à 500 keV avec trois avantages fondamentaux :

1. L'erreur systématique due au seuil de 0,8 % dans CHOOZ est supprimée ;
2. Le bruit de fond en dessous de 1 MeV peut être mesuré ;
3. Le début du spectre des positrons fournit une information supplémentaire sur le calibrage entre les deux détecteurs.

La réduction du taux d'événements accidentels permet de relâcher très fortement les contraintes sur les coupures de localisation. Les coupures en temps et en énergie restantes pour la sélection des événements devront être étalonnées avec une grande précision entre les deux détecteurs.

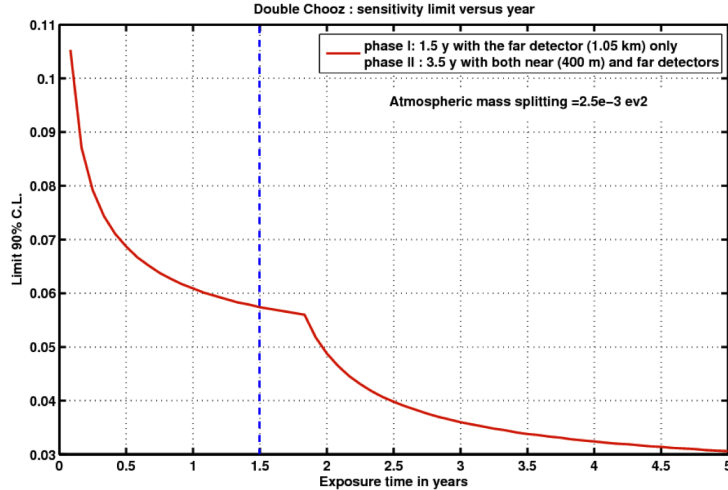


FIGURE 3.13 – Sensibilité à la valeur de $\sin^2 2\theta_{13}$ attendue en fonction du temps. Le détecteur proche est mis en service après un an et demi de prise de données avec le seul détecteur lointain.

3.4.4 Sensibilité de l'expérience Double Chooz

La sensibilité de l'expérience Double Chooz à la valeur de $\sin^2 2\theta_{13}$ est présentée sur la figure 3.13. Cette courbe prend en compte les taux d'événements attendus dans les deux détecteurs (tableau 3.2), les bruits de fonds accidentels et corrélés (tableau 3.4) ainsi que les erreurs systématiques discutées précédemment pour les deux phases distinctes de l'expérience.

La première phase de l'expérience, avec une statistique dix fois supérieure à la précédente expérience CHOOZ permettra d'atteindre la limite obtenue par cette expérience sur la valeur de l'angle de mélange après deux mois de prise de données environ. La limite de sensibilité de la première phase de l'expérience est de $\sin^2 2\theta_{13} < 0,06$ à 90 % de degré de confiance après un an et demi de prise de données. Pour la deuxième phase de l'expérience, avec une erreur systématique totale de 0,6 %, la limite de sensibilité à 90 % de degré de confiance tombe à 0,03 après trois ans de prise de données.

Chapitre 4

Les enceintes buffer de Double Chooz

There are two possible outcomes : if the result confirms the hypothesis, then you've made a measurement. If the result is contrary to the hypothesis, then you've made a discovery.

Enrico Fermi

Nous présentons dans ce chapitre l'ensemble du travail réalisé d'un point de vue de la "physique" des enceintes buffer de l'expérience Double Chooz. Nous décrivons tout d'abord les mesures de radiopureté effectuées afin de valider l'utilisation des matériaux entrant dans la réalisation de l'enceinte buffer pour le détecteur lointain dans le but de garantir que celle-ci n'induisse pas de bruit de fond trop important pour l'expérience. Nous détaillons par la suite les procédures de propreté mises en place lors de la fabrication de cette enceinte puis de son intégration sur site. Enfin nous caractérisons la réflectivité de l'enceinte buffer, paramètre optique d'optimisation de la simulation Monte-Carlo de l'expérience.

4.1 Radiopureté de l'enceinte buffer

4.1.1 Détermination des contraintes de radiopureté

La réussite de l'expérience Double Chooz nécessite une limitation des sources de bruit de fond à leur plus bas niveau. Nous avons déjà évoqué dans le chapitre 3 qu'il existe deux sources distinctes de bruit de fond : les bruits de fond de type accidentel et de type corrélé. La réduction des sources de bruit de fond accidentel repose sur une maîtrise de la contamination en isotopes radioactifs des différentes enceintes du détecteur. En effet, puisque la détection d'un événement neutrino dans notre détecteur est basé sur la coïncidence d'un signal de type positron suivi d'un signal de type neutron, toute forme de radioactivité pouvant imiter un signal prompt ou retardé doit être limitée au maximum. Bien que la réaction β inverse réduise fortement les bruits de fond accidentels, le seuil de déclenchement de l'acquisition est assez bas et il convient d'éviter le déclenchement intempestif de l'électronique. La collaboration Double Chooz a estimé que chaque enceinte du détecteur ne doit pas contribuer à plus que 1 Hz dans

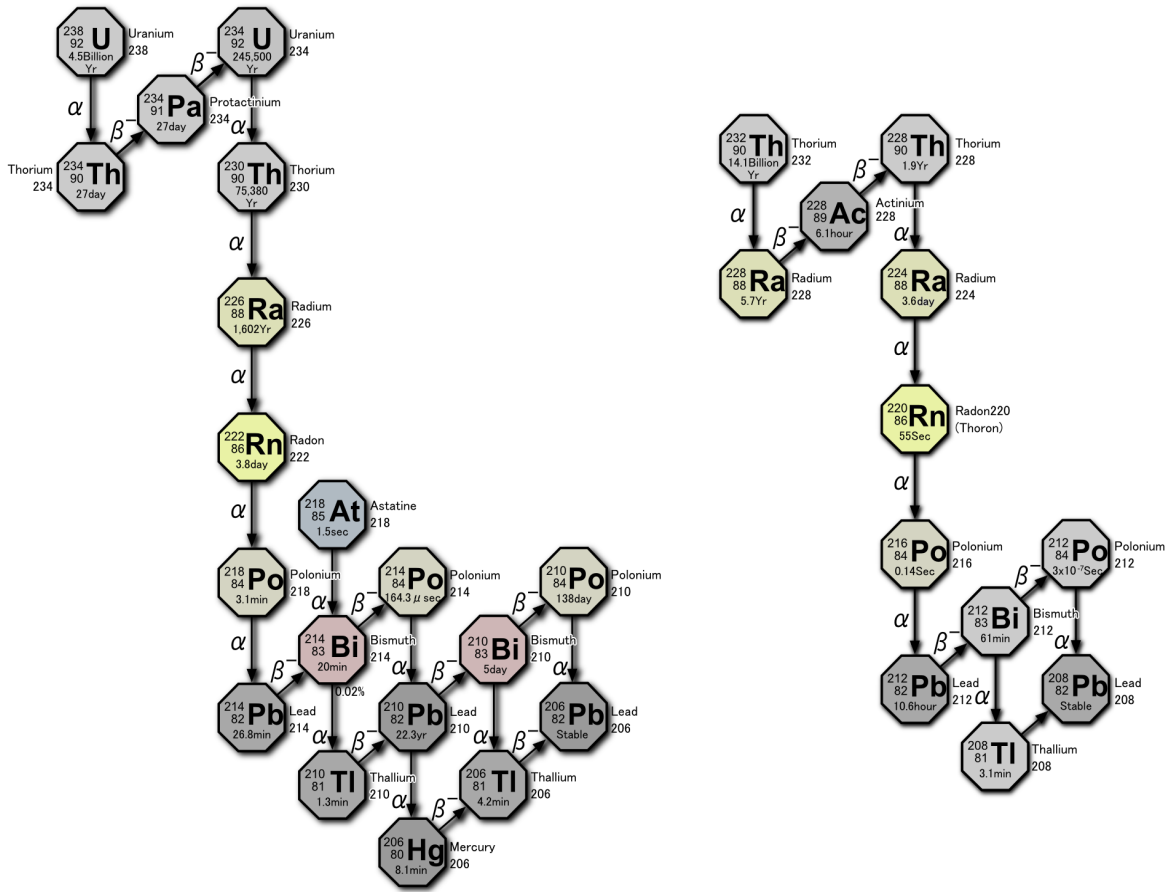


FIGURE 4.1 – Chaîne de désintégration $A = 4n + 2$ de ^{238}U (à gauche) et $A = 4n$ de ^{232}Th (à droite) [57].

l'ensemble cible et γ -catcher pour des dépôts d'énergie supérieurs à 0,7 MeV, la contribution des photo-multiplicateurs étant quant à elle d'environ 3 Hz. Le taux de coïncidence pour que deux événements non corrélés avec des taux respectifs R_1 et R_2 surviennent dans une fenêtre en temps f est donné par la formule :

$$R = R_1 R_2 f \quad (4.1)$$

Ce taux est à comparer au taux d'interactions antineutrinos attendu, soit environ 70 événements par jour dans le détecteur lointain. La fenêtre de coïncidence utilisée dans l'expérience sera d'environ $100 \mu\text{s}$. La contrainte de 1 Hz par enceinte du détecteur permet ainsi, en supposant un taux d'événements de type retardé d'environ 1 Hz [21], de maintenir un rapport signal sur bruit accidentel inférieur à 3 %. Dans le cas de l'acier inoxydable composant l'enceinte buffer, trois processus différents de radioactivité peuvent entrer en compte : la radioactivité α , β et γ .

Les particules β , chargées, subissent de nombreux processus de diffusion lors de la tra-

versée de matière par interaction avec le cortège électronique des noyaux. Leur parcours ne peut en aucun cas excéder quelques centimètres. Les particules β produites dans l'enceinte buffer n'atteindront jamais les liquides scintillants. Les processus de ralentissement des particules α sont identiques à ceux des particules β . Leur charge électrique et leur masse plus élevées, ces particules ont une trajectoire extrêmement courte de l'ordre de la dizaine de μm et quasi-rectiligne. La radioactivité γ est donc la seule source de radioactivité pouvant générer des signaux dans les liquides scintillants.

Le seuil de déclenchement de l'électronique de Double Chooz sera compris entre 0,5 et 1 MeV ce qui permet de réduire les contraintes en terme de radiopureté en isotopes émetteurs γ . Les isotopes présents naturellement dans l'acier inoxydable et pouvant générer directement ou au travers de leurs descendants des particules γ d'énergie supérieure à 0,5 MeV sont au nombre de quatre : ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K et ^{60}Co . Les chaînes de désintégration de ^{238}U et de ^{232}Th sont représentées sur la figure 4.1.

Les niveaux de contamination acceptables pour l'expérience Double Chooz ont été simulés avec le code Monte-Carlo Geant4 [63] optimisé pour l'expérience. Pour pouvoir garantir un taux d'événements simples dans les liquides scintillants de Double Chooz inférieur à la contrainte fixée, les contaminations en ^{238}U et en ^{232}Th ne doivent pas dépasser un niveau de quelques parties par milliard (ppb), celle en ^{40}K un niveau de quelques parties par million (ppm) et celle en ^{60}Co un niveau de quelques mBq/kg.

4.1.2 Mesures de radiopureté et estimation du taux d'événements simples

L'ensemble des composants entrant dans la fabrication de l'enceinte buffer a été testé à l'aide de détecteurs germanium de haute pureté (HPGe) [64, 65]. Les HPGe sont des détecteurs de type semi-conducteur. Lorsqu'une particule possédant une énergie suffisante interagit dans un semi-conducteur elle va arracher un électron à un atome du cristal et lui céder une partie ou la totalité de son énergie. Les processus mis en jeu sont l'effet Compton et l'effet photoélectrique. La création de paires e^+e^- peut également entrer en compte mais sa section efficace ne devient suffisamment importante que pour des énergies incidentes supérieures à 6 MeV voire plus pour des matériaux de Z faible. Les semi-conducteurs présentent un seuil en énergie correspondant à l'énergie minimale pour qu'un électron de la bande valence (participant aux liaisons entre les atomes) soit libéré dans la bande de conduction. Ils sont particulièrement bien adaptés à la mesure de rayonnements γ car ils possèdent une très bonne résolution en énergie de l'ordre de quelques keV permettant de discriminer et de caractériser la plupart des pics γ . Les détecteurs HPGe doivent être utilisés à des températures cryogéniques (77 K) afin de limiter la génération thermique de porteurs. L'électron éjecté lors de l'interaction va déclencher à son tour d'autres ionisations en cascade. Après thermalisation avec le cristal, on obtient au sein du détecteur un nuage de porteurs libres qui vont être attirés sous l'effet d'une haute tension vers les électrodes et engendrer ainsi un courant mesurable proportionnel à l'énergie de la particule incidente.

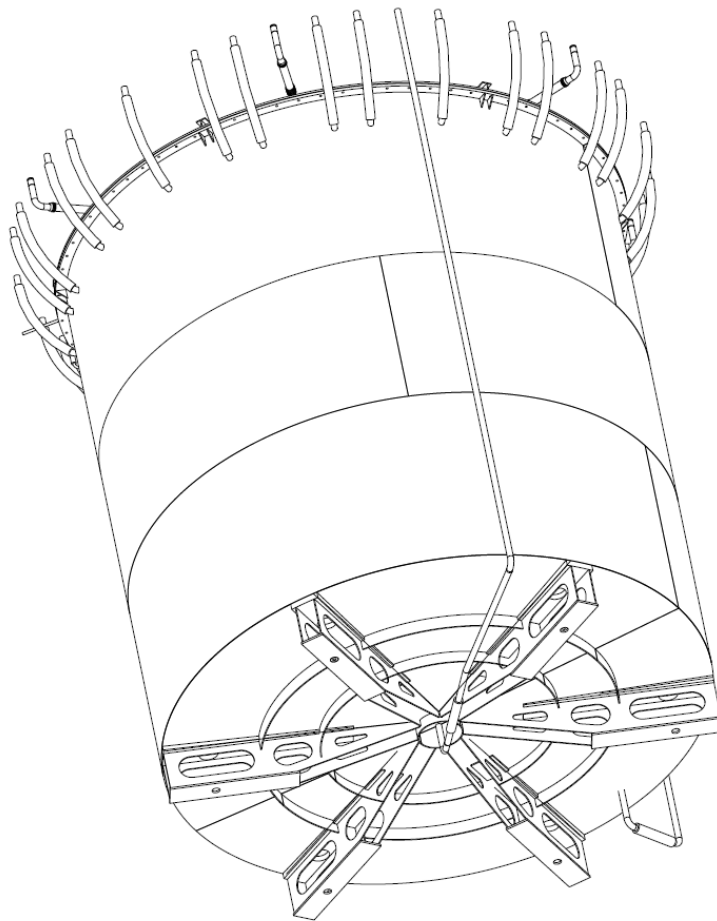


FIGURE 4.2 – Dessin technique de l’enceinte buffer de Double Chooz. Elle est principalement composée d’une armature réalisée en profilés raidisseurs (1565 kg) sur laquelle vient se fixer une “peau” réalisée en tôles d’acier de 3 mm d’épaisseur (4500 kg). Elle repose sur 6 pieds (3525 kg) et supporte différents tubes de sortie des photomultiplicateurs, de vidange et d’expansion.

Les niveaux de contamination acceptables pour les aciers de l'enceinte buffer sont assez faibles. Pour obtenir les niveaux de sensibilité requis il faut des temps de comptage de l'ordre de plusieurs jours. Une mesure précise demande un contrôle du bruit de fond ambiant, notamment pour les isotopes du radon et du potassium naturellement présents. Le radon fait partie des chaînes de désintégration de l'uranium et du thorium et entraîne donc, s'il n'est pas pris en compte, une erreur sur la mesure de la contamination dans ces deux isotopes. De plus le radon et le potassium créent un fond Compton s'étendant du pic photoélectrique jusqu'à énergie nulle. Puisque l'on cherche à observer un signal à faible statistique au-dessus d'un bruit de fond continu, une mesure de précision demande un niveau le plus bas possible de la radioactivité naturelle. On cherche également à minimiser toute présence de points chauds et chaque composant, même s'il ne représente qu'une fraction infime de la masse totale de l'enceinte, a donc été testé. Les entreprises responsables de l'approvisionnement en matière, Outokumpu [66], Witzenmann [67], Cellier Chaudronnerie (2C) et Pum Arcelor Distribution [68] se sont engagées à limiter au maximum le nombre de coulées utilisées pour la fabrication des matériaux de l'enceinte buffer (figure 4.2) afin de limiter le nombre de mesures de radiopureté à effectuer. En raison de délais contraignants de l'ordre de quelques semaines, la vingtaine d'échantillons mis en jeu a été envoyée dans divers laboratoires en France et à l'étranger pour pouvoir obtenir, dans les temps impartis, des résultats au niveau de précision requis. Les laboratoires du LSM (Modane), LGNS (Gran Sasso), LBNL (Berkeley), MPIK (Heidelberg) et TUM (Munich) possèdent tous un ensemble de compteurs HPGe dédiés aux mesures de radiopureté et utilisés depuis de nombreuses années. Nous avons également installé et optimisé, au CEA Saclay, un détecteur HPGe prêté par l'université américaine de UC Davies (Californie) pour les tests d'échantillons. Ce détecteur est détaillé dans la suite.

L'ensemble des résultats des mesures de radiopureté est décrit dans l'annexe A. Nous présentons ici la détermination du taux d'événements simples de l'enceinte buffer complète, telle qu'intégrée dans le laboratoire neutrino lointain (tableau 4.1). Les résultats ont été obtenus sous l'hypothèse que toutes les chaînes de désintégration étudiées ont atteint l'équilibre séculaire. En effet, la décroissance radioactive des noyaux à longue durée de vie (^{238}U et ^{232}Th dans les cas qui nous intéressent), affecte celle des noyaux fils produits. On considère qu'après un temps de 10 périodes de tous les noyaux fils, les activités de tous les isotopes de la chaîne sont équivalentes et décroissent selon la constante radioactive du noyau père. C'est ainsi que l'on peut remonter à la contamination en noyau père à partir de la mesure de la radioactivité de n'importe lequel de ses noyaux fils. L'hypothèse de l'équilibre séculaire est justifiée puisqu'aucun processus de fabrication de l'acier ne peut produire un excès de noyaux pères. La contamination des différents échantillons en ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K et ^{60}Co a été calculée en tenant compte de l'activité spécifique de chacun de ces isotopes ainsi que de la masse totale de chaque échantillon dans le détecteur (figure 4.2). Nous avons également simulé, grâce au Monte-Carlo de l'expérience, la probabilité d'un dépôt d'énergie supérieur à 0,7 MeV dans l'ensemble cible et γ -catcher en fonction de la position des différents échantillons dans notre détecteur. La simulation Monte-Carlo distingue trois zones différentes pour l'enceinte buffer : les tuyaux de sortie de câbles des photomultiplicateurs, la paroi de l'enceinte ainsi que les

Éléments du détecteur	Masse totale (kg)	Taux d'événement induit (Hz)
Pieds	3525	$5,04 \times 10^{-2}$
Peau inox 3 mm	4500	$1,32 \times 10^{-1}$
Profilés raidisseurs	1565	$2,75 \times 10^{-1}$
Bride supérieure	740	$6,75 \times 10^{-2}$
Tubes et soufflets	115	$1,41 \times 10^{-2}$
Total	10445	$5,39 \times 10^{-1}$

TABLE 4.1 – Taux d'événements simples maximal déposant une énergie supérieure à 0,7 MeV dans l'ensemble cible et γ -catcher induit par l'enceinte buffer [69].

pieds. Chaque zone possède une probabilité de dépôt d'énergie différente dans l'ensemble cible et γ -catcher fonction de la position et de l'épaisseur de matière mise en jeu.

4.1.3 Le compteur HPGe de UCD-Saclay

Certaines mesures de radiopureté des matériaux entrant dans la construction des détecteurs de Double Chooz mais également du détecteur du projet Nucifer [70] ont été réalisées à Saclay avec un HPGe. Ce détecteur possède l'un des plus grand volume de détection au monde et a permis la mesure de radiopureté d'un photomultiplicateur de 10 pouces dans son intégralité [71]. Il nous a été prêté par l'université américaine de UC Davies (Californie).

4.1.3.1 Description du système de détection

Le détecteur HPGe utilisé a été fabriqué par la société ORTEC [72]. Il s'agit d'un détecteur coaxial de type p possédant une efficacité de détection relative de 80 %. Un schéma de ce détecteur, fourni par le fabricant est présenté sur la figure 4.3.

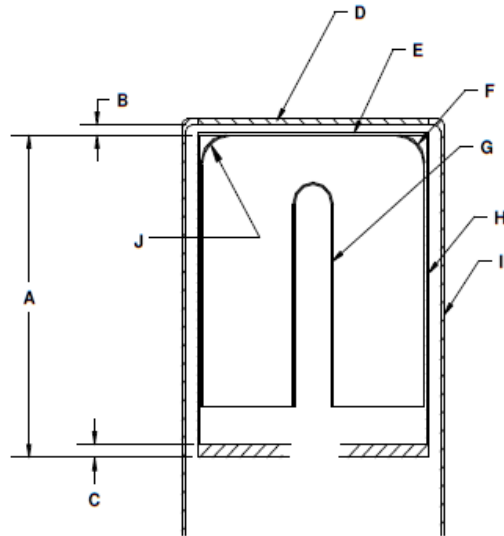
Le cristal est monté sur un cryostat vertical qui plonge dans un réservoir d'azote liquide situé à environ 30 cm en dessous. Ce cristal, ainsi que toute l'électronique de préamplification, est encapsulé dans un cylindre de cuivre de haute pureté. Il est entouré d'un bouclier en plomb cylindrique de 27 cm de diamètre interne, de 40 cm de hauteur interne et de 10 cm d'épaisseur. La face interne de ce bouclier est recouvert par une couche de cuivre de 3 mm d'épaisseur et forme le volume détection.

Le bouclier protège le cristal de la radioactivité γ ambiante à l'exception de sa face inférieure qui est donc sensible à la radioactivité du sol ainsi que du cryostat. Afin de protéger la face inférieure du cristal deux couches de briques de plomb de 5 cm d'épaisseur ont été disposées sur une table entre le cryostat et le cristal et seul subsiste un petit trou permettant le passage du cryostat lui-même.

Le détecteur HPGe est connecté à un module digital de spectroscopie ORTEC DPSEC jr 2.0 qui est interfacé avec un ordinateur au travers du logiciel fourni MAESTRO 32 qui

GERMANIUM DETECTOR DIAGRAM

SERIAL NUMBER 47-P41695A



COMPANY PRIVATE

BASIC DETECTOR DIMENSIONS	
DETECTOR DIAMETER	81.8 mm
DETECTOR LENGTH	73.5 mm
DETECTOR END RADIUS (J)	8 mm, NOMINAL
HOLE DIAMETER	9 mm
HOLE DEPTH	60.5 mm
HOLE BOTTOM RADIUS	HOLE DIAMETER / 2, NOMINAL

MISCELLANEOUS DETECTOR ASSEMBLY DIMENSIONS AND MATERIALS			
IDENTIFIER	DIMENSION	DESCRIPTION	MATERIAL(S)
A	130 mm	MOUNT CUP, LENGTH	COPPER
B	4 mm	END CAP TO CRYSTAL GAP	N.A.
3.2	3.2 mm	MOUNT CUP BASE	COPPER
1.5	1.5 mm	END CAP WINDOW	COPPER
E	0.03/0.03 mm/mm	INSULATOR/SHEILD	MYLAR/ALUMINIZED MYLAR
F	700 microns	OUTSIDE CONTACT LAYER	GE(Li)
G	0.3 microns	HOLE CONTACT LAYER	GE(B) Implant
H	0.76 mm	MOUNT CUP WALL	COPPER
I	1.5 mm	END CAP WALL	COPPER

ORTEC
801 S. ILLINOIS AVE.
OAK RIDGE TN 37831

FIGURE 4.3 – Schéma et spécification du détecteur germanium haute pureté fourni par le fabricant ORTEC [72].

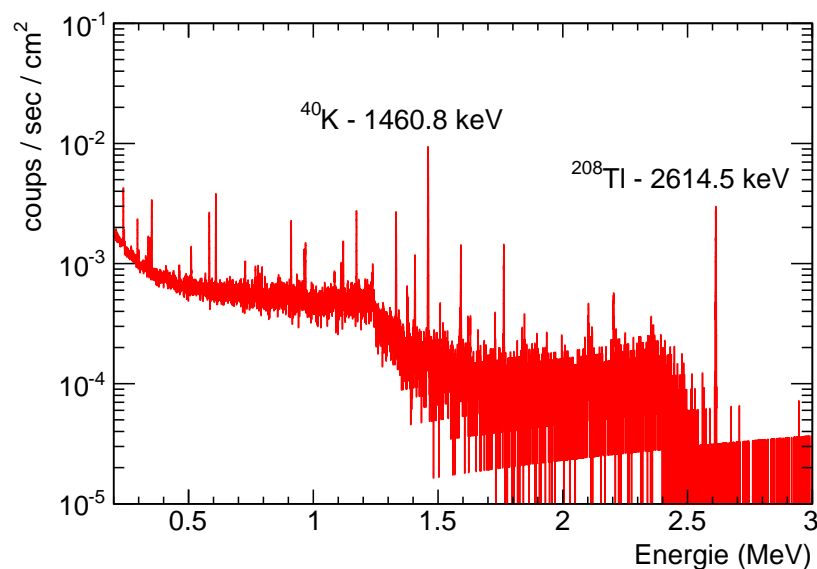


FIGURE 4.4 – Spectre de bruit de fond mesuré à l’ALS à la position de notre compteur germanium. On distingue deux pics caractéristiques de la radioactivité naturelle, celui du ^{40}K et celui du ^{208}Tl ainsi que leur fond Compton associé.

permet de réaliser l’acquisition de données. Le module de spectroscopie possède de nombreuses fonctionnalités pratiques. Les données enregistrées par le logiciel MAESTRO sont transformées en fichier ASCII et étudiées à l’aide du programme ROOT [73].

L’ensemble de détection est installé en souterrain sur l’ancien site de l’Accélérateur Linéaire de Saclay (ALS). Ce site a été déclassé et plusieurs halls expérimentaux sont utilisés en raison de leur blindage de béton d’environ 15 m équivalent eau comme servant protection contre les rayonnements cosmiques. Le bruit de fond ambiant de la zone où est installé notre détecteur a été mesuré avec un détecteur germanium. Le spectre obtenu est montré sur la figure 4.4. On peut distinguer deux contributions gênantes pour la sensibilité de nos mesures de radiopureté, celle du ^{40}K et celle du ^{208}Tl provenant de la décroissance du radon. Ces isotopes induisent un fond Compton continu qui limite l’observation de signaux à faible statistique. L’impact du bruit de fond a été fortement réduit grâce à l’utilisation du bouclier en plomb.

Le bruit de fond cosmique est atténué par l’utilisation d’un ensemble de 5 panneaux de plastique scintillant d’environ 1 m² et 3 cm d’épaisseur chacun couplé à deux photomultiplicateurs (voir figure 4.5). Une électronique dédiée permet d’interrompre l’acquisition si l’un des panneaux constituant le veto muon est touché. Le DSPEC possède une entrée logique permettant de réaliser une anti-coïncidence du signal veto avec les signaux issus du détecteur HPGe. La grande surface de ces panneaux scintillants et la disposition des photomultiplicateurs les observant induisent des inefficacités de détection pour tout événement se produisant à grande distance des PMs. Nous avons particulièrement insisté sur la qualité du couplage optique entre les PMs et les plaques et éliminé toute fuite de lumière. La présence



FIGURE 4.5 – Photographie du compteur HPGe installé à Saclay.

du veto muon permet de diminuer la contribution des rayonnements cosmiques de 30 %.

4.1.3.2 Méthode d'analyse

Un programme dédié d'analyse des spectres a été développé en langage Python. Il utilise les fonctionnalités du programme ROOT pour réaliser des ajustements et tracer des histogrammes. Ce programme recherche et identifie les pics significatifs dans un spectre de façon automatique en se basant sur des critères statistiques. L'algorithme utilisé est basé sur celui de GRABCAM décrit dans [74].

Pour chaque pic identifié, ou pour chaque région définie par l'utilisateur, le programme calcule le nombre de coups total ainsi que le nombre de coups au-dessus du continuum. La soustraction du continuum est réalisée selon la formule développée dans [75]. Chaque pic identifié est associé à un isotope précis grâce à l'utilisation d'une base de données référençant tous les rayonnements X et γ connus.

Une analyse de radiopureté est basée sur la comparaison d'une prise de données à blanc (bruit de fond), ainsi que d'une prise de donnée avec un échantillon les deux spectres étant normalisés au même temps d'acquisition. Le programme réalise les calculs de façon automatique et permet de donner une valeur mesurée ou une limite supérieure sur la contamination de l'échantillon pour chaque raie γ identifiée en fonction de la pertinence statistique du résultat. L'ensemble des résultats obtenus est résumé dans un fichier de sortie au format PDF.

4.1.3.3 Détermination de l'efficacité du détecteur par simulation Monte-Carlo

La détermination de l'efficacité du système en fonction de l'échantillon analysé est un paramètre clé d'une mesure de radiopureté de qualité. La technique utilisée est très souvent la même : on utilise un logiciel de simulation Monte-Carlo dans lequel on définit la géométrie la plus exacte possible du système détecteur et échantillon. Initialement, la géométrie fournie par le constructeur est utilisée. Cependant certaines données sont imprécises et entraînent des différences notables entre simulation et données expérimentales. Certains paramètres de la simulation sont alors optimisés pour reproduire les données. Pour notre détecteur, une compatibilité entre simulation et données à un niveau inférieur à 5 % est requise. Pour atteindre cet objectif, nous avons suivi la méthode proposée dans [76]. La géométrie du détecteur HPGe a été reproduite en utilisant les fonctionnalités du programme Geant4, la difficulté provenant de l'implémentation du "doigt" de refroidissement ainsi que des bords arrondis de la partie supérieure du cristal. L'optimisation de la simulation a été réalisée à deux étapes successives décrites ci-dessous.

- Optimisation de l'épaisseur de la zone morte : Les cristaux de germanium de type p possèdent une couche surfacique inactive d'environ 700 μm qui provient de la dérive des ion Li qui dopent le semi-conducteur. L'épaisseur de cette zone morte a un impact fort sur le résultat de la simulation, principalement à basse énergie. Des mesures réalisées avec une source Am-Be de 3,33 MBq placée au-dessus du cristal nous ont permis d'ajuster l'épaisseur de cette zone morte en utilisant la procédure décrite dans [76]. La source en elle-même n'était pas parfaitement calibrée mais la méthode utilisée, basée sur l'ajustement du rapport de plusieurs raies différentes, permet de s'affranchir de ce problème. La source a été placée sur un support dédié à 25 cm de la surface du cristal et un temps de mesure de plusieurs heures a permis d'obtenir une erreur statistique négligeable de 0,3 %. Le temps mort dû au système d'acquisition est inférieur à 10 % et permet de valider les résultats obtenus. Les raies utilisées pour réaliser ce travail d'optimisation sont situées dans une gamme d'énergie inférieure à 150 keV. C'est pourquoi la géométrie de la source en elle-même ainsi que son support ont été implémentés dans la simulation Monte-Carlo pour tenir compte des effets de matière. Nous avons utilisé notre propre générateur Am-Be pour reproduire les décroissances les plus significatives de ^{241}Am . La comparaison entre mesures et la simulation montre que, même avec une zone morte d'épaisseur nulle, il nous est impossible de reproduire parfaitement les données. Nous avons donc également ajusté la taille de la couche de cuivre recouvrant le cristal en la réduisant de 1,5 mm (selon les données du constructeur) à 0,75 mm. Avec cette nouvelle valeur, on peut reproduire les résultats expérimentaux avec une épaisseur de zone morte de 1,234 mm. L'exercice a été reproduit en plaçant la source à 1 cm de la surface latérale du cristal. À nouveau, l'épaisseur de la couche de cuivre semble surestimée par le fabricant. Nous avons finalement utilisé une valeur de 1,2 mm pour la couche de cuivre latérale dans la simulation et déterminé une épaisseur de zone morte de 0,77 mm. Les paramètres utilisés sont des paramètres effectifs et permettent

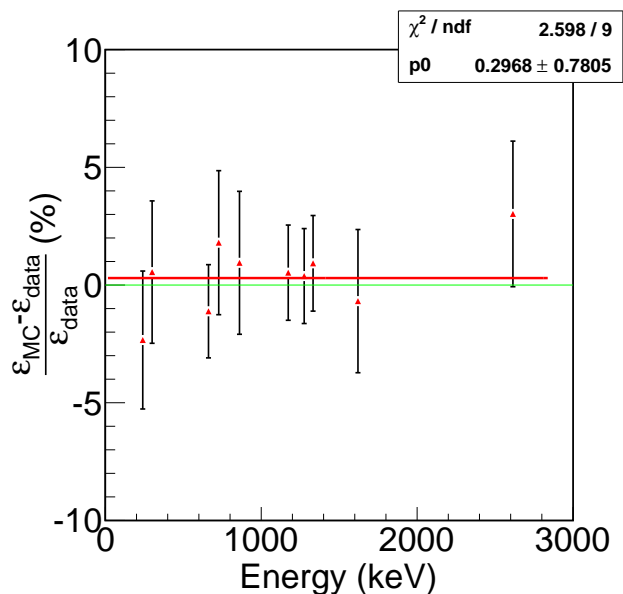


FIGURE 4.6 – Différence relative des efficacité calculées avec les données et la simulation Monte-Carlo après optimisation pour différentes raies γ . La courbe rouge représente le meilleur ajustement sur une valeur constante, $0,3\% \pm 0,8\%$. La contribution majoritaire aux barres d'erreur provient de la calibration des sources, l'erreur statistique des mesures étant négligeable et la simulation générée avec une statistique très large.

d'obtenir un compromis entre zone morte et épaisseur de cuivre qui ajuste le signal sur toutes les données.

- Optimisation du volume actif du cristal : Après ce premier travail d'optimisation, nous avons réalisé des acquisitions de spectres en utilisant des sources calibrées à 2 % de ^{22}Na , ^{60}Co et ^{137}Cs ainsi qu'une source de ^{228}Th calibrée à 5 % . Nous avons utilisé le module de décroissance radioactive de Geant4 pour simuler toutes les décroissances γ significatives. Nous avons ensuite comparé les efficacités de détection des différentes raies γ calculées dans la simulation avec les données expérimentales. Un biais négatif de -5 % est observé dans la simulation ce qui revient à dire que l'on sous estime l'efficacité de détection. Pour pouvoir corriger cet effet, nous avons choisi de réduire la largeur du doigt du cryostat pénétrant dans le cristal et utilisé une valeur de 6 mm au lieu des 9 mm spécifiés par le constructeur. Nous avons également augmenté le rayon nominal du cristal de 40,9 mm à 41,1 mm. La différence relative des efficacités simulées et mesurées obtenue alors est de $0,3\% \pm 0,8\%$ sur une gamme allant de 300 keV à 2,6 MeV (voir figure 4.6). Aux vues des barres d'erreur calculées, l'incertitude sur la connaissance de l'efficacité de notre détecteur peut être estimée comme étant inférieure à 3 % et la simulation est adaptée à nos besoins.

4.2 Propreté de l'enceinte buffer

Le laboratoire neutrino lointain de l'expérience Double Chooz contient une densité de poussière de roche d'environ $2,8 \text{ g.cm}^{-3}$. Puisque le détecteur est ouvert pendant l'intégration des différentes enceintes, il faut veiller à limiter au maximum la contamination en poussière. En effet, celle-ci dégrade les performances du détecteur. D'une part, la poussière est radioactive et participe ainsi à une augmentation du taux de bruit de fond de l'expérience. Des mesures réalisées lors de la première expérience CHOOZ ont permis d'obtenir la contamination en isotopes radioactifs de cette poussière : $\sim 2 \text{ ppm}$ de ^{238}U , $\sim 5 \text{ ppm}$ de ^{232}Th et $\sim 1,4 \text{ ppm}$ de ^{40}K [21]. D'autre part, le succès de l'expérience repose sur les propriétés optiques des différents liquides mis en jeu. L'huile minérale qui remplit l'enceinte buffer possède une grande longueur d'atténuation qui peut être réduite si la contamination en poussière devient trop importante. Nous avons donc établi un plan de propreté à suivre pendant la fabrication de l'enceinte buffer puis son intégration sur site afin de garantir :

1. que la contamination en poussière dans l'enceinte n'induit pas un taux d'événements simples supplémentaire de plus de 10 %, soit 0,1 Hz, de celui induit par les matériaux dans l'ensemble cible et γ -catcher au-dessus de 0,7 MeV,
2. que la contamination en poussière n'impacte pas les propriétés optiques de transparence du liquide buffer,
3. et que ce plan n'induit pas de retard ou de coûts trop importants pour la construction du détecteur.

4.2.1 Détermination des contraintes concernant le niveau de propreté

Deux études différentes, basées sur la simulation Geant4 de notre détecteur, ont été réalisées pour caractériser l'impact de l'activité spécifique de la roche de Chooz sur le taux induit d'événements simples déposant plus de 0,7 MeV dans les liquides scintillants. La contrainte obtenue pour l'enceinte buffer est une quantité maximale autorisée de poussière de 22,1 g.

La procédure de construction des détecteurs de l'expérience est basée sur un processus séquentiel dans lequel chaque enceinte est intégrée après l'autre. L'enceinte buffer est complètement nettoyée après son intégration dans le puits et avant installation des photomultiplicateurs. C'est pourquoi, nous considérons un processus de dépôt de poussière pendant l'installation des PMs puis l'intégration des enceintes acryliques, soit une période de 200 jours, avant la fermeture du couvercle du buffer. Deux cas différents sont étudiés :

- cas 1 : on suppose que le dépôt de poussière se fait uniquement sur le fond de l'enceinte buffer, soit une surface de $23,9 \text{ m}^2$;
- cas 2, on suppose que le dépôt de poussière peut se faire de façon égale sur toutes les surfaces, horizontales ou verticales de l'enceinte ainsi que sur la surface externe de l'enceinte γ -catcher (soit une surface de $160,2 \text{ m}^2$).

Il apparaît évident que si le premier cas est trop optimiste, le second cas est, quant à lui, trop pessimiste, la réalité se situant entre les deux.

Le calcul des contraintes de propreté, nécessite la prise en compte deux phénomènes distincts : le dépôt continu de poussière sur les surfaces mise en jeu ainsi que la poussière qui sera piégée lors de la fermeture de l'enceinte. Dans la suite, nous faisons l'hypothèse qu'un tiers de la poussière (7 g) est déposée continuellement et deux tiers (15 g) seront piégés lors de la fermeture du couvercle du buffer.

4.2.1.1 Dépôt continu de poussière

La détermination de la quantité de poussière déposée dans l'enceinte buffer pendant son exposition à l'air ambiant nécessite au préalable de connaître le système dynamique dans lequel on évolue. En mécanique des fluides, une quantité adimensionnée, le nombre de Reynolds, permet de caractériser un écoulement en quantifiant le rapport entre les forces inertielles et les forces visqueuses mises en jeu. Dans notre étude, on pose :

$$\text{Re} = \frac{V_{\text{air}} \times L}{\nu_{\text{air}}} \quad (4.2)$$

avec V_{air} la vitesse d'écoulement de l'air, $\nu_{\text{air}} = 1,51 \times 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ la viscosité cinématique de l'air et L une longueur caractéristique du système. On choisit le diamètre d'une particule de poussière comme grandeur caractéristique. On peut considérer que l'air est quasiment au repos *i.e.* $V_{\text{air}} \ll 1 \text{ m}.\text{s}^{-1}$. C'est pourquoi le nombre de Reynolds est très petit et notre environnement est gouverné par les forces d'inertie. On peut donc appliquer la loi de Stokes [77], valable pour $\text{Re} \leq 0,1$ (condition d'écoulement rampant), qui détermine les forces de friction appliquées à de petits objets dans un fluide inertiel et calculer la vitesse de sédimentation :

$$\omega = \frac{2(\rho_{\text{poussière}} - \rho_{\text{air}})gR^2}{9\mu_{\text{air}}} \quad (4.3)$$

avec ω la vitesse de sédimentation, $\rho_{\text{poussière}}$ et $\rho_{\text{air}} = 1,21 \times 10^3 \text{ g}.\text{m}^{-3}$ les densités respectives de la poussière et de l'air, g l'accélération de pesanteur, R le rayon de la particule de poussière et $\mu_{\text{air}} = 1,83 \times 10^{-2} \text{ g}.\text{m}^{-1}.\text{s}^{-2}$ la viscosité dynamique de l'air. Les vitesses de sédimentation pour différentes tailles de particules de poussière sont présentées dans le tableau 4.2.

Un dépôt maximal de 7 g après une période de 200 jours se traduit comme un flux massique maximum de poussière autorisé de $1,70 \times 10^{-8} \text{ g}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ dans le premier cas évoqué et de $2,53 \times 10^{-9} \text{ g}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ dans le second cas. On peut donc calculer la contamination maximale autorisée (N_{d1} dans le cas 1 et N_{d2} dans le cas 2) de l'air pour différents diamètres de particules de poussière en tenant compte de leur masse et de leur vitesse de sédimentation. Les résultats d'un tel calcul sont présentés dans le tableau 4.2.

4.2.1.2 Poussière piégée lors de la fermeture de l'enceinte buffer

L'enceinte buffer représente un volume total de $135,6 \text{ m}^3$. Avec une contrainte maximale de 15 g de poussière piégée, on peut aisément calculer la contamination maximale en poussière

Diamètre (μm)	0,1	0,3	0,5	1,0	5,0
Masse (g)	$1,47 \times 10^{-15}$	$3,96 \times 10^{-14}$	$1,83 \times 10^{-13}$	$1,47 \times 10^{-12}$	$1,83 \times 10^{-10}$
ω ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	$8,38 \times 10^{-7}$	$7,54 \times 10^{-6}$	$2,10 \times 10^{-5}$	$8,38 \times 10^{-5}$	$2,10 \times 10^{-3}$
N_{d1} (m^{-3})	$1,38 \times 10^{13}$	$5,68 \times 10^{10}$	$4,41 \times 10^9$	$1,38 \times 10^8$	$4,41 \times 10^4$
N_{d2} (m^{-3})	$2,06 \times 10^{12}$	$8,46 \times 10^9$	$6,58 \times 10^8$	$2,06 \times 10^7$	$6,58 \times 10^3$
N_c (m^{-3})	$7,55 \times 10^{13}$	$2,79 \times 10^{12}$	$6,04 \times 10^{11}$	$7,55 \times 10^{10}$	$6,04 \times 10^8$

TABLE 4.2 – Contamination maximale autorisée de l’air pour respecter la contrainte fixée d’un taux d’événements simples induit par la poussière inférieur à 0,1 Hz en fonction du diamètre des particules de poussière. Le nombre maximal de particules par m^3 est donné pour 7 g de poussière déposée (N_d) et 15 g de poussière piégée (N_c). Les deux scénarii diffèrent sur la surface totale exposée et sont indicés 1 et 2.

de l’air ambiant pour les différents diamètres de particules de poussière considérés (voir tableau 4.2).

4.2.1.3 Calcul du niveau de salle blanche nécessaire

Dans les deux cas étudiés, le facteur limitant concerne le dépôt continu de poussière pendant les 200 jours d’intégration des PMs puis des enceintes acryliques. Le tableau 4.3 définit les niveaux de classe ISO des salles blanches. En se rappelant que les deux cas étudiés sont des cas extrêmes, et en comparant les limites du tableau 4.3 aux résultats du tableau 4.2, on peut voir qu’un niveau de propreté ISO 8 est suffisant pour maintenir l’enceinte buffer dans un niveau de propreté adéquat, le facteur limitant provenant des particules de diamètre $5 \mu\text{m}$. Nous avons décidé d’opter pour un facteur 10 de sécurité à cause de l’activité humaine et du rapport masse déposée sur masse capturée qui peut varier. Puisque l’échelle ISO est logarithmique, on requiert donc un niveau de propreté ISO 7. Des calculs semblables ont été réalisés par les équipes en charge de l’intégration des PMs ainsi que des acryliques [78]. Les niveaux de propreté nécessaires pendant ces deux phases d’intégration sont ISO 7 et ISO 6 respectivement et permettent donc une propreté largement suffisante de l’enceinte buffer.

4.2.2 Procédures de propreté mises en place

Pour chaque étape d’intégration des différentes enceintes du détecteur, un représentant propreté a été désigné. Le but étant de fournir à l’équipe d’intégration suivante le détecteur dans l’état de propreté requis. Notre travail a donc été de fournir un détecteur dans un état de propreté ISO 7 au groupe responsable de l’intégration des PMs [78]. Nous détaillons dans la suite l’ensemble des procédures mises en place lors de l’intégration de l’enceinte buffer pour pouvoir délivrer le détecteur au niveau de propreté requis [79, 80].

La fabrication des divers matériaux entrant dans la construction de l’enceinte buffer est un travail de chaudronnerie et aucune procédure de propreté n’a été mise en place. Aucune procédure spécifique n’a également été mise en place lors du transport des matériaux

Classe	Nombre maximal de particules par m ³					
	$\geq 0,1 \mu\text{m}$	$\geq 0,2 \mu\text{m}$	$\geq 0,3 \mu\text{m}$	$\geq 0,5 \mu\text{m}$	$\geq 1 \mu\text{m}$	$\geq 5 \mu\text{m}$
ISO 1	10	2	0	0	0	0
ISO 2	100	24	10	4	0	0
ISO 3	1000	237	102	35	8	0
ISO 4	10000	2370	1020	352	83	0
ISO 5	100000	23700	10200	3520	832	29
ISO 6	1000000	237000	102000	35200	8320	293
ISO 7	-	-	-	352000	83200	2930
ISO 8	-	-	-	3520000	832000	29300
ISO 9	-	-	-	35200000	8320000	293000

TABLE 4.3 – Table du standard ISO 14644-1 pour la désignation des salles blanches.

produits vers l'entreprise responsable de la fabrication de l'enceinte. Les premières procédures de propreté ont débutées sur le site de l'entreprise 2C (Cellier Chaudronnerie) lors de la fabrication de l'enceinte buffer.

Pour des raisons de taille du laboratoire neutrino lointain, l'enceinte buffer a été produite sous la forme de huit sous-parties : six demi-cylindres correspondant aux parties basse, intermédiaire et haute de l'enceinte ainsi que deux demi-couvercles. Chaque sous-partie a été nettoyée après fabrication et préparée en vue de son transport sur le site de l'expérience selon le protocole suivant :

1. nettoyage au savon doux et à l'eau,
2. rinçage à l'eau déionisée,
3. nettoyage d'éventuelles substances organiques avec de l'isopropyl

De plus, dans le but de limiter les risques de corrosion et afin de réduire la quantité d'impuretés ou de corps étrangers, chaque sous-partie a subi un processus de décapage puis de passivation. À la fin de ces traitements, les sous-parties ont été séchées sous un flux d'air comprimé dans une pièce spécifique puis immédiatement emballées dans un sac protecteur en plastique. Ces sacs ont été choisis pour pouvoir résister au transport sur site. Une fois arrivées à la centrale de Chooz, les différentes sous-parties de l'enceinte buffer ont été stockées à l'extérieur.

Une protection externe sous la forme d'une toile en plastique épais a été utilisée pour protéger l'enceinte veto déjà intégrée ainsi que les PMs déjà installés de toute source de pollution ainsi que d'éventuelles chutes d'objets durant chaque phase de soudure, de nettoyage ou de passivation des soudures sur site. Cette toile couvre la totalité du puits contenant le détecteur.

La fabrication de l'enceinte complète dans le laboratoire neutrino a été réalisée par soudage de chaque demi-viroles avant intégration dans le puits. À chaque étape, des profilés raidisseurs ont également été soudés pour garantir une rigidité optimale de l'enceinte. Pour

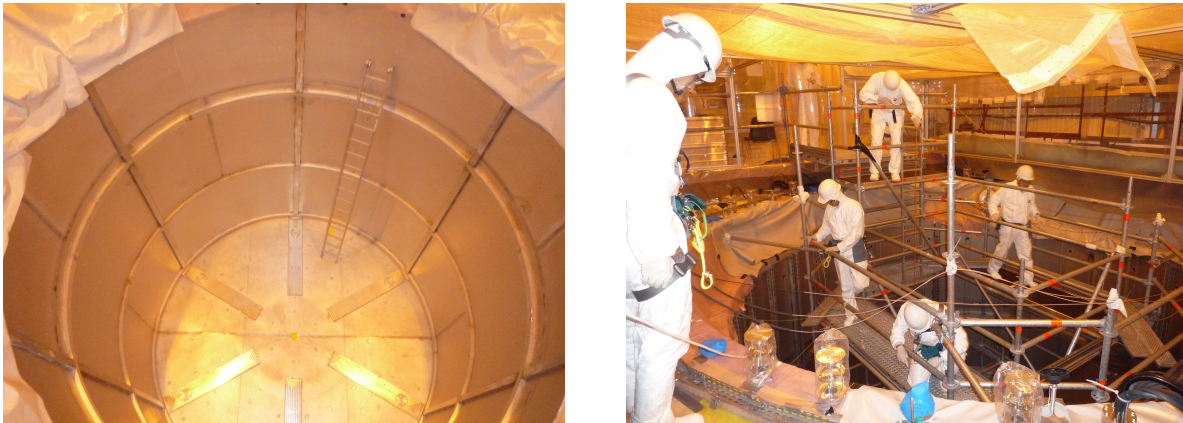


FIGURE 4.7 – Photographies de la jupe de protection de l’enceinte véto (à gauche) et de la tente propre installée au-dessus du puits (à droite). Après installation de la tente propre l’accès au détecteur ne peut se faire qu’en tenue de salle blanche.

chacune des nouvelles sous-parties de l’enceinte ainsi soudées, une série de procédures de propreté a été suivie. Toutes les soudures ont été décapées puis passivées. Toutes les parties externes ont été nettoyées avec précaution avec une procédure de nettoyage au savon doux, un rinçage à l’eau déionisée puis un séchage avec flux d’air comprimé. Les procédures de propreté des parties internes de l’enceinte ont été réalisées après intégration complète de l’enceinte. En ce qui concerne le couvercle de l’enceinte buffer, après un traitement de surface complet ainsi qu’une étape de nettoyage, celui-ci a été stocké dans un sac en plastique épais dédié.

L’intégration de l’enceinte buffer dans le puits du détecteur a été réalisée en trois étapes successives. Durant chacune de ces phases, la partie déjà intégrée de l’enceinte est maintenue à un niveau de 50 cm au-dessus du niveau du sol par un système de quatre palans. La sous-partie suivante est amenée au dessus de celle déjà intégrée par utilisation d’un pont roulant puis soudée au dessus du puits. C’est pourquoi, dans le but de protéger la région véto du détecteur de toute source de pollution ou de chute d’objets, un système de couverture sous la forme d’une jupe amovible en matière plastique a été installé tout autour de l’enceinte buffer recouvrant la région véto. Cette jupe est représentée sur la figure 4.7 et a été utilisée à chaque nouvelle étape d’intégration ainsi que pendant l’installation des PMs. Une fois que les trois sous-parties ont été intégrées, les tubes de sortie des PMs ont été soudés à l’enceinte buffer. Chaque étape a été suivie de la procédure standard de nettoyage puis de passivation déjà évoquée.

À la fin de l’intégration de l’enceinte buffer, deux systèmes permettant de garantir un détecteur dans un état de propreté suffisant ont été mis en place. Le premier système a été installé entre l’entrée du laboratoire et le puits. Il s’agit d’un mur en plexiglas isolant le puit du reste du laboratoire. Ce mur possède un système de filtre à air dédié. Une tente propre a également été fabriquée puis installée au-dessus du puits du détecteur dans le but d’atteindre le niveau ISO 6 requis pour l’intégration des enceintes acryliques. Après une

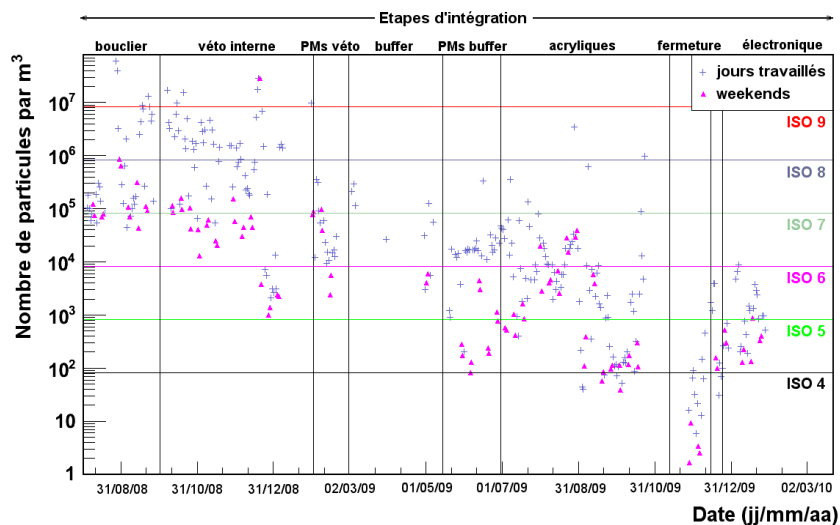


FIGURE 4.8 – Mesures de propreté réalisée avec le compteur pour des particules de $1 \mu\text{m}$ de diamètre en fonction des différentes étapes d'intégration. Un niveau de propreté ISO 7 est atteint avant intégration des PMs internes puis ISO 6 pour l'intégration des acryliques. Le manque de données mesurées pendant la période d'intégration de l'enceinte buffer correspond à une réparation du compteur pendant une période de 3 semaines.

étape d'aspiration de l'enceinte buffer avec un aspirateur pour salle blanche, un nettoyage complet de sa partie interne a été réalisé en deux étapes distinctes. Nous avons utilisé des chiffons de salle blanche (de norme ISO 5) imbibés d'isopropanol [81]. Ce type de chiffons a déjà été utilisé dans d'autres expériences nécessitant un haut niveau de propreté, notamment le nettoyage du calorimètre de l'expérience GERDA [82]. Les règles d'accès au détecteur ont également été modifiées à la fin de l'intégration de l'enceinte buffer : toute intervention, même de courte durée se faisant désormais en tenue complète de salle blanche comprenant le port d'une combinaison intégrale en Tyvek (comprenant une capuche), de surchausses de salle propre ainsi que de gants.

4.2.3 Bilan de propreté du détecteur

La surveillance du niveau de propreté du puits du détecteur a été réalisée durant toutes les différentes phases d'intégration à l'aide d'un compteur de particules. Celui-ci aspire l'air ambiant et identifie le nombre de particules aspirées en fonction de leur taille par des mesures de diffusion réalisées avec un laser. Ce compteur a intégré le nombre de particules détectées pendant des périodes de 10 minutes avec une période de 20 minutes entre chaque mesure pour un total de 72 mesures par jour. Le résultat de ces mesures est présenté sur la figure 4.8 pour des particules de $1 \mu\text{m}$ de diamètre. On voit très clairement une diminution du niveau ISO du détecteur au cours du temps.

L'ensemble des mesures de propreté mises en place lors de l'intégration de l'enceinte buffer a permis de fournir un niveau de propreté ISO 7 pour l'étape d'intégration des PMs

sans induire de retard particulier pour le planning d'intégration de l'expérience.

4.3 Mesures de réflectivité de l'enceinte buffer

La connaissance de la réflectivité de l'enceinte buffer est importante pour l'expérience Double Chooz car d'elle dépend la compréhension du nombre de photo-électrons produits par un événement dans le détecteur. Actuellement, la simulation Monte-Carlo de Double Chooz fait l'hypothèse de 40 % de réflexion diffuse. Le but de ces mesures est de caractériser le niveau de non uniformité de la réflexion de l'enceinte buffer au niveau des deux types de composantes [83].

4.3.1 Loi de la réflexion, composantes spéculaire et diffuse

La réflexion de la lumière sur une interface se fait selon plusieurs principes des lois de la réflexion. L'une de ces lois spécifie que l'angle d'incidence est égal à l'angle de réflexion.

Considérons une surface plane sur laquelle on envoie un faisceau de rayons lumineux tous parallèles. Si la surface est telle que ses imperfections sont négligeables, alors le faisceau réfléchi est composé de rayons tous parallèles entre eux. Macroscopiquement, les lois de la réflexion sont bien respectées. On parle alors de réflexion spéculaire.

Si les imperfections de la surface ne sont plus négligeables, alors le faisceau réfléchi n'est plus composé de rayons parallèles entre eux. Des rayons lumineux se propagent dans des directions différentes. On parle alors de réflexion diffuse. Macroscopiquement, il semble que la réflexion diffuse ne se fait pas selon les lois de la réflexion. Pour retrouver ces lois, il faut se placer à une plus petite échelle : celle des imperfections de surface.

La notion de négligeabilité des imperfections de la surface dépend de la longueur d'onde de la lumière. On considère négligeable les imperfections si elles sont beaucoup plus petites que la longueur d'onde.

4.3.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental (figure 4.9) a été mis au point par Kewin Desjardin au laboratoire du synchrotron Soleil. Il se compose d'une platine d'optique sur laquelle sont fixés deux émetteurs et deux récepteurs différents. La platine repose sur une barre de support en Norcan permettant de toujours positionner le système à une même distance de la cuve buffer.

La mesure de la composante spéculaire se fait avec un laser rouge de longueur d'onde 700 nm produisant un faisceau pinceau permettant la moyenne locale des imperfections de surface, celle de la composante diffuse avec une diode électro-luminescente (LED) produisant une lumière diffuse bleue de longueur d'onde 480 nm. La réception de la lumière réfléchie sur la cuve peut se faire avec deux récepteurs différents : une photo-diode qui intègre le



FIGURE 4.9 – Dispositif expérimental de mesure de réflectivité mis au point au synchrotron Soleil.

signal lumineux couplée à un ampèremètre et une caméra CCD sans optique associée à une numérisation qui permet le transfert des images sur PC.

Le dispositif expérimental ne donne aucune information sur la valeur absolue des différentes composantes de réflexion spéculaire et diffuse mais permet la mesure des variations de ces composantes en fonction de la surface d'impact du laser ou de la LED sur la cuve buffer dans l'angle solide couvert par les détecteurs photo-diode ou caméra CCD.

4.3.3 Résultats expérimentaux

4.3.3.1 Mesures de la composante spéculaire avec laser et caméra CCD

La mesure a été effectuée en différents points d'un secteur (60°) de l'enceinte buffer passant par une soudure ainsi qu'un profilé. Les points sont distants d'environ 5 cm. À chaque point, la caméra CCD enregistre une image du laser réfléchi (figure 4.10 en haut à gauche), le logiciel d'acquisition permettant de faire l'intégrale de l'image en sommant sur l'intensité de tous les pixels. Deux séries de mesures ont été effectuées d'abord de droite à gauche puis de gauche à droite. Le résultat de ces premières mesures est présenté sur la figure 4.10 au milieu à gauche. Ces séries ont été réalisées dans des conditions les plus identiques possibles. Cependant, la position absolue de l'appareil de mesure sur la cuve ne peut pas être garantie à mieux que quelques centimètres. Sur ces courbes, deux points sont spéciaux : le point n°1 correspondant à une mesure faite sur une soudure et le point n°14 correspondant à une mesure sur le profilé. Si l'on exclut ces points, on peut observer une valeur moyenne de 7×10^7 u.a. avec des variations de l'ordre de $\pm 25\%$.

Une analyse plus fine de la soudure (correspondant au point n°1) a été réalisée avec un pas de variation plus fin. Les résultats sont présentés sur la figure 4.10 en bas à gauche. La soudure présente un niveau de non uniformité beaucoup plus élevé que la tôle buffer proprement dite. Ces non uniformités sont visibles à l'oeil nu et sont dûes au décapage des soudures réalisé sur site.

Le passage par le profilé présente également une très grande non uniformité. Comme dans le cas de la soudure le traitement de surface des profilés pendant la fabrication de l'enceinte c'est-à-dire un brossage avec une brosse métallique est visible à l'oeil nu.

4.3.3.2 Mesures de la composante spéculaire avec laser + photo-diode

La mesure avec la photo-diode suit le même principe que la mesure avec caméra CCD : on enregistre un point de mesure tous les 5 cm de droite à gauche en parcourant la cuve buffer. Comme nous avons pu voir précédemment que la cuve semble relativement uniforme et que les zones de soudure et de profilé comporte les plus grandes uniformité nous avons réalisé à chaque fois un pas plus fin de mesures.

Le résultat est présenté sur la figure 4.10 en haut à droite, avec un point de mesure réalisé tous les 5 cm. Sur la courbe, deux zones sont spéciales : la première zone englobe les points n°12 à n°17 (un point tous les 2 cm) et correspond au passage sur un profilé, la deuxième

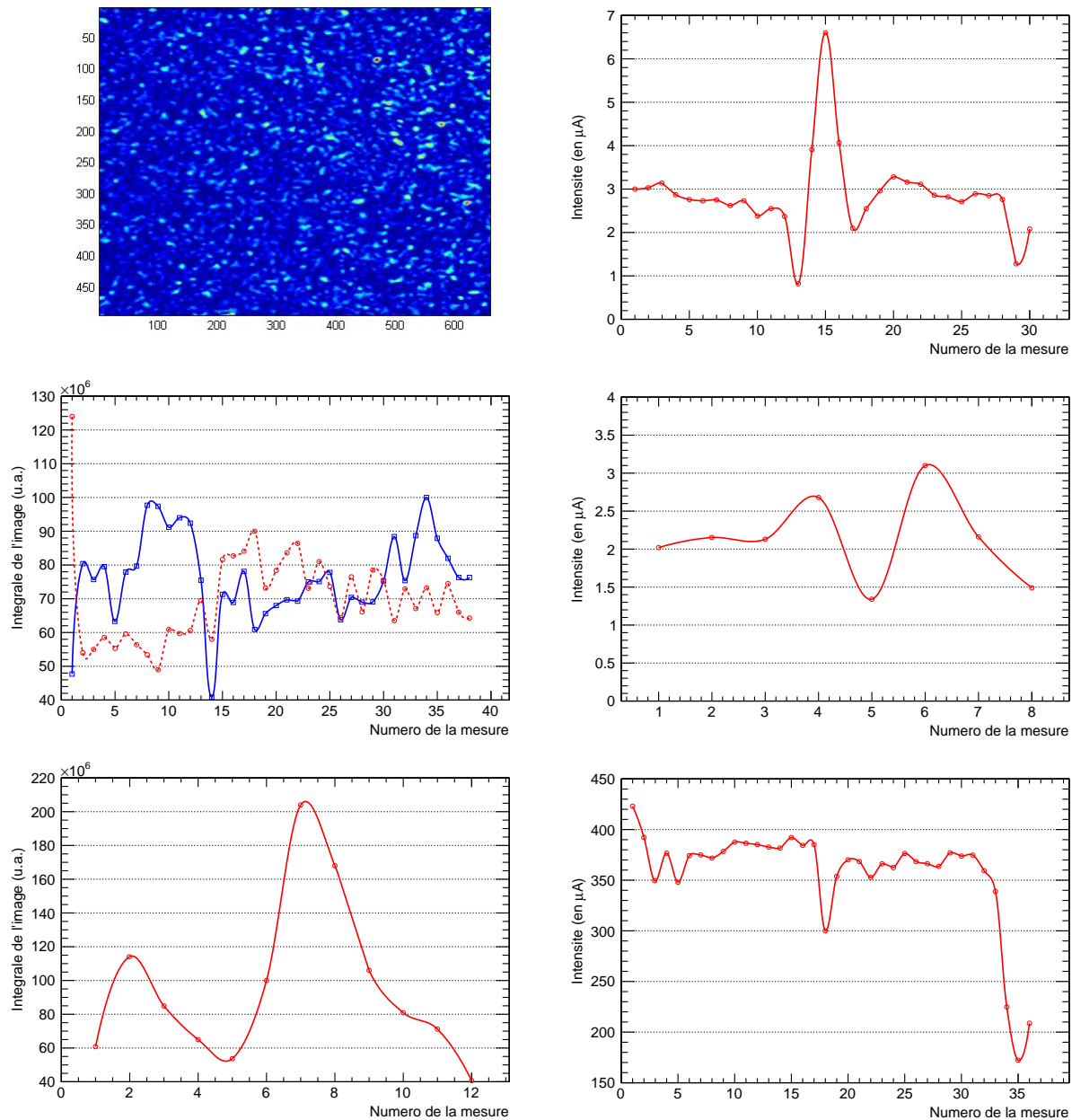


FIGURE 4.10 – Mesures de réflexion des composantes spéculaire et diffuse pour les différents dispositifs expérimentaux. En haut à gauche : image “type” d’une réflexion laser sur la cuve mesurée par la caméra CCD. Au milieu à gauche : résultats des mesures laser + CCD sur la cuve buffer ; les points circulaires rouges correspondent à une mesure de droite à gauche, les carrés bleus à la même mesure effectuée de gauche à droite. En bas à gauche : balayage plus précis sur la soudure avec le montage laser + CCD. En haut à droite : résultats des mesures laser + photodiode sur la cuve buffer. Au milieu à droite : balayage sur une soudure. En bas à droite : résultats de la mesure sur la cuve buffer avec le montage LED + photodiode.

zone englobe les points n°29 et n°30 (un point tous les 5 mm) et correspond à une mesure faite sur une soudure. Si l'on exclut ces points, on peut observer une valeur moyenne de $2,8 \mu\text{A}$ avec des variations de l'ordre de $\pm 14 \%$.

Une analyse plus fine de la soudure (correspondant aux points n°29 et 30) a été réalisée par une analyse avec un pas de variation plus fin de 1 mm. Les résultats sont présentés sur la figure 4.10 au milieu à droite. La soudure présente un niveau de non uniformité plus élevé que la tôle buffer proprement dite.

Le passage par le profilé présente une très grande non uniformité. Comme dans le cas de la soudure, cet effet provient du traitement de surface et est clairement visible à l'oeil nu.

4.3.3.3 Mesures de la composante diffuse avec LED + photo-diode

On utilise désormais la LED bleue et on recommence les procédures précédentes. Suite à quelques bogues du logiciel d'acquisition, nous avons du renoncer à la mesure de la composante diffuse avec le montage LED + caméra CCD. Les résultats de la mesure avec la photo-diode sont présentés sur la figure 4.10 en bas en droite.

La composante diffuse est à nouveau relativement uniforme pour peu que l'on exclue les points n°18 et n°34 à 36 correspondant respectivement au passage sur un profilé et sur une soudure. On obtient une valeur moyenne de $374 \mu\text{A}$ avec des variations de l'ordre de $\pm 6 \%$.

4.3.4 Bilan des mesures de réflectivité

La tôle buffer réalisée en acier inoxydable de 3 mm décapée et passivée présente un faible niveau de non uniformité. Avec la caméra CCD, $\pm 25 \%$ pour la composante spéculaire, avec la photo-diode, $\pm 14 \%$ pour la composante spéculaire et $\pm 6 \%$ pour la composante diffuse. Les écarts plus importants qui se manifestent dans le cas de l'utilisation du laser peuvent provenir du fait que la maîtrise de l'angle d'incidence n'est pas parfaite et que d'elle dépend la précision de la mesure.

Les soudures présentent un fort niveau de non uniformité de leur réflectivité. Cependant ces soudures de 1 cm de largeur environ représentent moins de 1 % de la surface totale intérieure du buffer (150 m^2).

Les profilés raidisseurs présentent également un fort niveau de non uniformité. La surface intérieure couverte par ces profilés est bien plus importante que dans le cas des soudures et peut être estimée à 9 m^2 . Cependant les profilés raidisseurs sont couverts en grande partie par les photomultiplicateurs de l'expérience équipés de leur blindage magnétique (voir figure 3.10).

Les résultats obtenus seront ajoutés à la simulation Monte-Carlo de l'expérience sous la forme d'une variation aléatoire des différentes composantes de la réflexion dans le niveau de variation mesuré pour une optimisation du modèle optique. Nous utiliserons les premières données obtenues avec le détecteur non rempli (juillet 2010) en utilisant le système d'injection de lumière par fibre optique pour tester le modèle optique de réflexion utilisé dans la simulation.

Chapitre 5

Prédiction des spectres antineutrinos issus de réacteurs

*And Lord, we are especially thankful for nuclear
power, the cleanest, safest energy source there is.
Except for solar, which is just a pipe dream.*

Homer Simpson

Ce chapitre est consacré au travail réalisé sur la prédiction des spectres antineutrinos issus de réacteurs. Nous avons déjà précisé dans le chapitre 3 que le succès de l'expérience Double Chooz repose sur sa capacité à réduire à leur plus bas niveau les différentes sources d'erreurs systématiques qui limitent la sensibilité de l'expérience à la valeur de l'angle de mélange θ_{13} . Le concept de mesure relative avec deux détecteurs les plus identiques possibles a justement été choisi pour pouvoir pallier l'incertitude dominante de connaissance des spectres $\bar{\nu}_e$ émis par chacun des réacteurs. Cependant, la phase de mesure relative à deux détecteurs ne débutera qu'au milieu de l'année 2012 et la première phase de l'expérience, avec le seul détecteur lointain, nécessite une prédiction de ces spectres. De plus, puisque les deux détecteurs de l'expérience ne pourront pas être parfaitement identiques, la connaissance des spectres $\bar{\nu}_e$ est également nécessaire pour la seconde phase de l'expérience. Les corrections à la normalisation relative entre les deux détecteurs notamment du fait que ceux-ci ne sont pas situés sur une même ligne d'iso-flux sont des corrections qui demandent une prédiction la plus précise possible du taux de $\bar{\nu}_e$ produits par les réacteurs.

5.1 Introduction

Nous avons déjà mentionné dans le chapitre 3 que les spectres électrons et antineutrinos émis par les réacteurs nucléaires proviennent des contributions de quatre isotopes fissiles :

$$S_{\text{tot}}(E) = \sum_k \alpha_k \times S_k(E), \quad k = {}^{235}\text{U}, {}^{238}\text{U}, {}^{239}\text{Pu} \text{ et } {}^{241}\text{Pu}, \quad (5.1)$$

où les α_k représentent le nombre de fissions de l'isotope k intégré sur la période considérée, les $S_k(E)$, les spectres β ou $\bar{\nu}_e$ correspondant (normalisés par fission) et E l'énergie cinétique de la particule. La connaissance des α_k s'obtient à partir d'informations sur la composition initiale du cœur du réacteur et par une simulation de l'évolution de ce cœur durant son fonctionnement.

Le simulation de l'évolution d'un cœur de réacteur nucléaire repose sur le calcul du flux neutronique. Cette grandeur contrôle les taux de réactions ainsi que les changements de composition du combustible. Le calcul du flux est appelé calcul de transport neutronique et nécessite la résolution de l'équation intégró-différentielle de Boltzmann [84]. L'évolution de la composition isotopique du cœur du réacteur est quant à elle régie par le système d'équations linéaires de Bateman [85]. L'équation de Boltzmann et le système d'équation de Bateman ne peuvent être écrits ensemble comme un nouveau système d'équations. C'est pourquoi, le calcul des α_k passe par une procédure séquentielle dans laquelle on résout tout d'abord le problème de transport des neutrons puis son impact sur la composition du cœur. Deux méthodes distinctes existent pour le calcul de transport : la méthode Monte-Carlo et la méthode déterministe basée sur un calcul par éléments finis de l'équation de Boltzmann.

Ce chapitre est dédié au travail de prédiction des spectres $S_k(E)$ associés à la fission des quatre isotopes mentionnés. Après avoir présenté les fondements théoriques que sous-tendent ce travail, nous détaillons une méthode de prédiction par approche microscopique des spectres β et $\bar{\nu}_e$ associés aux isotopes fissiles et discutons des avantages et des limitations de la méthode. Nous présentons ensuite une nouvelle méthode permettant un meilleur contrôle des erreurs systématiques et conduisant à une révision des spectres $\bar{\nu}_e$ de référence utilisés jusqu'alors. Nous discutons également des effets hors-équilibre qui doivent être pris en compte pour la prédiction des spectres $\bar{\nu}_e$ de réacteur dans le contexte d'une expérience s'étalant sur plusieurs mois.

5.2 Notions de théorie nécessaires à la prédiction des spectres

Les équations gouvernant le calcul des spectres β et $\bar{\nu}_e$ associés à chaque isotope fissile k peuvent être facilement trouvées dans la littérature. Cependant, il est utile de les définir pour expliciter les notations utilisées par la suite et pour pouvoir discuter des erreurs systématiques associées au calcul.

Le spectre électron d'un isotope fissile k peut être décomposé comme une somme des contributions de tous ses produits de fission :

$$S_k(E) = \sum_{f=1}^{N_f} A_f \times S_f(E), \quad (5.2)$$

où A_f est l'activité du $f^{\text{ème}}$ produit de fission et $S_f(E)$ son spectre électron. Les activités peuvent être obtenues de deux façons différentes. Tant que le réacteur n'est pas à l'équilibre,

c'est-à-dire tant que les produits de fission à durée de vie longue continuent à s'accumuler, il est nécessaire d'utiliser un code d'évolution qui, à partir des rendements de fission indépendants et du flux neutronique, calcule les concentrations des différents produits de fission à un instant donné. Les rendements de fission indépendants représentent la probabilité (normalisée à deux produits de fission) de produire un noyau spécifique par la fission d'un isotope k . Dans le cas d'un réacteur à l'équilibre, on peut utiliser les rendements de fission cumulés qui représentent l'activité de chaque produit de fission. Dans la pratique, un réacteur nucléaire n'atteint jamais un équilibre parfait à cause de l'accumulation des produits de fission à longue durée de vie qui contribue à basse énergie. Cependant, pour des énergies supérieures à 3 MeV, on peut considérer que le réacteur est à l'équilibre au bout d'une cinquantaine de jours, l'hypothèse étant vérifiée à mieux que 1 %.

Le spectre $S_f(E)$, associé à un produit de fission, est lui-même décomposable en une somme de transitions β , appelées "branches β ", qui connectent l'état fondamental (où dans certains cas un état isomérique) du noyau père à chaque niveau excité du noyau fils :

$$S_f(E) = \sum_{b=1}^{N_b} BR_f^b \times S_f^b(Z_f, A_f, E_{0f}^b, E), \quad (5.3)$$

où BR_f^b et E_{0f}^b correspondent respectivement au rapport d'embranchement et à l'énergie maximale disponible (énergie de endpoint), pour la $b^{\text{ème}}$ branche du $f^{\text{ème}}$ produit de fission. Z_f et A_f sont la charge et le numéro atomique du noyau père. La somme des rapports d'embranchement est normalisée à la largeur partielle de la transition β du noyau père considéré : 1 si le noyau père est un pur émetteur β^- , < 1 sinon.

Les équations (5.1) à (5.3) sont valables à la fois pour les spectres β et $\bar{\nu}_e$. L'expression du spectre électron pour la $b^{\text{ème}}$ branche s'écrit :

$$S_f^b(E) = K_f^b \times \mathcal{F}(Z_f, E) \times pE(E - E_{0f}^b)^2 \times C_f^b(E) \times (1 + \delta_f^b(Z_f, A_f, E)). \quad (5.4)$$

L'expression du spectre antineutrino correspondant est obtenue en négligeant l'énergie de recul du noyau et en remplaçant l'énergie de l'électron E par celle de l'antineutrino :

$$E_\nu = E_{0f}^b - E \quad (5.5)$$

Il est important de noter pour la suite que cette relation de conservation d'énergie ne s'applique qu'au niveau d'une transition β .

Le facteur de normalisation K_f^b de l'équation (5.4) est calculé pour que :

$$\int_0^{E_{0f}^b} S_f^b(E) dE = 1 \quad (5.6)$$

et que la normalisation de la branche β soit gouvernée par le rapport d'embranchement. Les trois termes suivants sont issus de la théorie de Fermi [4]. Le terme $pE(E - E_{0f}^b)^2$ représente l'espace de phase accessible à la transition. La fonction de Fermi $\mathcal{F}(Z_f, E)$ prend en compte

Classification	ΔJ	$\Delta\pi$
Permise	$0, \pm 1$	Non
1ère interdite non-unique	$0, \pm 1$	Oui
1ère interdite unique	± 2	Oui
2nde interdite non-unique	± 2	Non
2nde interdite unique	± 3	Non
3ème interdite non-unique	± 3	Oui
3ème interdite unique	± 4	Oui

TABLE 5.1 – Classification des transitions β selon leur degré d’interdiction en fonction des changements de moment cinétique total ($\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$) et de parité (π) entre noyaux père et fils.

l’effet de décélération de l’électron émis, par le potentiel coulombien attractif créé par les $Z_f \times e$ charges positives du noyau. C’est pourquoi, le spectre électron n’est jamais nul pour une énergie cinétique nulle (voir figure 5.1). Du côté du spectre antineutrino, l’effet de la fonction de Fermi se caractérise par une discontinuité pour une valeur de l’énergie cinétique égale à l’énergie de endpoint de la transition. Le spectre $\bar{\nu}_e$ d’un produit de fission f présente donc un nombre de discontinuités égal aux nombres de niveaux excités du noyaux fils. On peut par exemple observer cet effet dans le spectre $\bar{\nu}_e$ de ^{56}Mn sur la figure 5.2.

Le facteur de forme $C_f^b(E)$ dépend du degré d’interdiction de la transition c’est-à-dire des changements de spin-parité dans le passage du noyau père au noyau fils représentés dans le tableau 5.1 jusqu’au troisième degré d’interdiction. Une transition β qui viole les changements de spin-parité autorisés est appelée transition interdite. Les transitions interdites sont elles-mêmes divisées en deux types, unique ou non-unique, en fonction des changements de spin. Le facteur de forme apporte une dépendance supplémentaire en énergie représentée sur la figure 5.1 qui provient de l’élément de matrice nucléaire connectant les deux niveaux impliqués dans la transition β . Pour une transition permise, ce facteur de forme est indépendant de l’énergie et absorbé dans le facteur de normalisation. Le calcul des facteurs de forme interdits nécessite au préalable le calcul de l’élément de matrice nucléaire de la transition. En raison de la grande complexité de ce calcul, nous utilisons une approximation pour ces facteurs sous la forme de polynômes des impulsions des leptons tirés de [86].

Un calcul de précision nécessite la prise en compte de corrections allant au-delà de la théorie de Fermi représentées par le terme δ_f^b dans l’équation (5.4) :

$$\delta_f^b(Z_f, A_f, E) = \delta_{\text{QED}}(E) + A_C(Z_f, A_f) \times E + A_W \times E \quad (5.7)$$

Le terme δ_{QED} représente les corrections radiatives prévues par l’électrodynamique quantique (QED). Ces corrections sont représentées sur la figure 5.3 et incluent l’émission d’un photon réel par une ligne fermionique ou une boucle de photon virtuel (corrections de vertex et d’énergie propre). L’expression de ce terme a été calculée à l’ordre α par Sirlin *et al.* [87]. L’antineutrino étant de charge nulle, seul l’électron peut se coupler à un photon. C’est pourquoi l’expression de δ_{QED} est différente pour les spectres électron et antineutrino. Le spectre

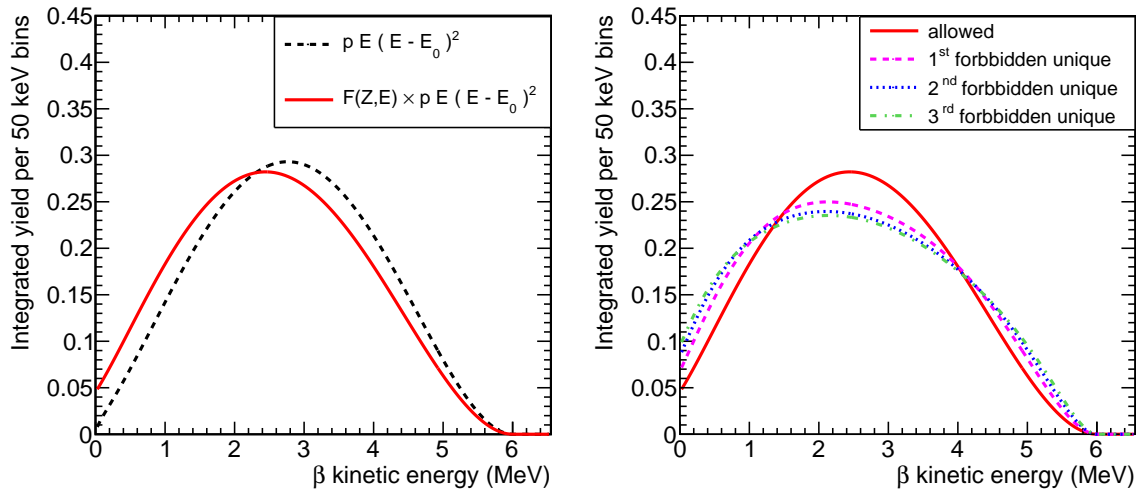


FIGURE 5.1 – À gauche : impact de la fonction de Fermi ; la courbe noire en tirets correspond à une branche β fictive pour laquelle on a imposé $\mathcal{F}(Z,E) = 1$, la courbe rouge correspond à la même branche fictive pour laquelle la fonction de Fermi est prise en compte normalement. À droite : impact du facteur de forme sur une unique branche β fictive calculée sous différentes hypothèses de degré d'interdiction.

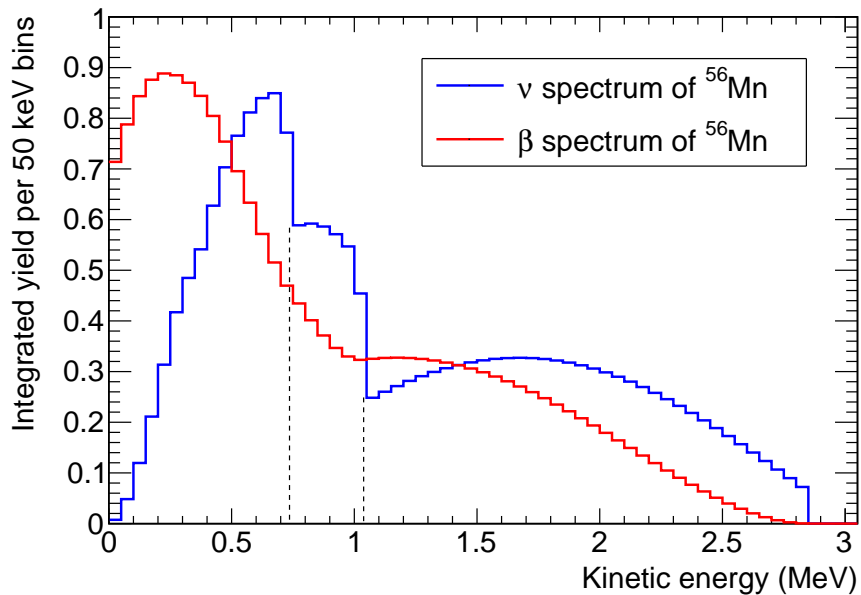


FIGURE 5.2 – Spectres électron (en rouge) et antineutrino (en bleu) de ^{56}Mn . On peut apercevoir 3 discontinuités sur le spectre $\bar{\nu}_e$ correspondant aux 3 branches β à grand rapport d'embranchement qui contribuent pour 98,8 % du spectre dont les énergies de endpoint sont 736, 1038 et 2849 keV.

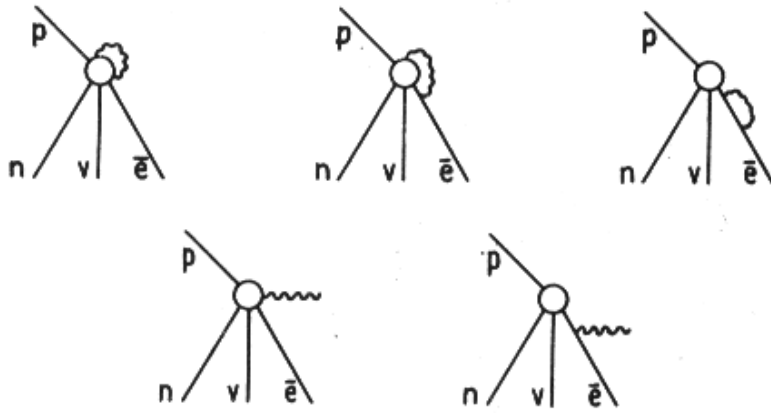


FIGURE 5.3 – Diagrammes de Feynman représentant les corrections radiatives prédites par QED à l'ordre α .

électron dévie plus de sa forme prédite au niveau des arbres que celui de l'antineutrino. Dans le cas de radiation de photon réel, l'équation de conservation de l'énergie (5.5) doit être remplacée par une nouvelle équation :

$$E_{0f}^b = E + E_\nu + E_\gamma, \quad (5.8)$$

dans laquelle E_γ représente l'énergie emportée par le photon. Cependant, le spectre en énergie de ces photons varie comme $1/E_\gamma$ et la contribution dominante provient des photons de basse énergie ($E_\gamma \ll E_{0f}^b$). C'est pourquoi l'énergie totale emportée par la paire électron-antineutrino reste très proche de E_{0f}^b . La contrainte physique de conservation du nombre de particules est remplie par l'égalité

$$\int_0^{E_{0f}^b} S_f^b(E_e) \times (1 + \delta_{\text{QED}}^e(E_e)) dE_e = \int_0^{E_{0f}^b} S_f^b(E_\nu) \times (1 + \delta_{\text{QED}}^\nu(E_\nu)) dE_\nu \quad (5.9)$$

bien vérifiée numériquement.

Le terme A_C est un terme de corrections coulombiennes qui tient compte de la taille finie du noyau qui se désintègre. Il est lié à l'interférence des éléments de matrice nucléaires $\langle \vec{\sigma} \rangle$ et $\langle \vec{\sigma} \cdot \vec{r}^2 / R^2 \rangle$ où R représente le rayon du noyau. Nous utilisons dans la suite l'expression établie par Vogel pour les transitions de Fermi et de Gamow-Teller [88] :

$$A_C = -\frac{10}{9} \frac{Z\alpha R}{\hbar c} \quad (5.10)$$

ainsi que le formule d'Elton [89] pour pouvoir estimer les différents rayons nucléaires :

$$R = 2,908 \times 10^{-3} A^{1/3} - \frac{2,437 \times 10^{-3}}{A^{1/3}} \quad (5.11)$$

Les effets de taille finie sont également présents au niveau du nucléon lui-même et l'expression du courant faible chargé dévie de l'expression obtenue pour une particule ponctuelle. Les

effets complexes de la structure interne du nucléon peuvent être absorbés par la définition de facteurs multiplicatifs de chaque terme présent dans l'expression la plus générale du courant faible autorisé par les symétries de la théorie. Dans le secteur électromagnétique, on a introduit deux facteurs de forme du nucléon celui de Pauli (F_1) ainsi que celui de Dirac (F_2) qui est proportionnel au transfert d'impulsion \vec{k} . La théorie CVC [90] prédit un comportement du courant faible analogue au courant électromagnétique et permet de calculer un nouveau facteur de forme partenaire d'isospin de F_2 . Le terme A_W prend en compte l'existence de ce nouveau facteur de forme. Nous utilisons dans la suite l'expression du terme A_W établie par Vogel [88] :

$$A_W = -\frac{\mu_p - \mu_n - 1/2}{M_N \lambda} \quad (5.12)$$

avec $\lambda = g_A/g_V = -1,2695$ le rapport des constantes de couplage vecteur et axial-vecteur (constante de désintégration du neutron), $M_N = 939$ MeV la masse d'un nucléon et μ_p et μ_n les moments magnétiques du proton et du neutron. On peut reconnaître dans cette expression le rapport $(\mu_p - \mu_n)/M_N$ qui est proportionnel à F_2 pour des transferts d'impulsion faibles devant M_N^2 . Il existe de nombreuses expressions de A_C et A_W dans la littérature. L'incertitude associée à ces corrections est grande et amplifiée dans l'expression finale d'une transition β par la compensation de signe présente entre les deux termes. L'effet global des corrections de taille finie ainsi que l'erreur associée sont détaillés dans les sections 5.3 et 5.4.

5.3 Prédiction des spectres des isotopes fissiles par approche microscopique

5.3.1 Les données de référence de l'ILL

La prédiction des spectres $S_k(E)$ nécessite de connaître toutes les quantités présentes dans les équations (5.2) à (5.4). En raison d'un manque de données expérimentales, les premières prédictions étaient théoriques [91, 92]. Elles utilisaient des modèles effectifs pour décrire les centaines de noyaux produits par fission leur but étant la description du spectre de fission total et pas celle des branches β individuelles. L'estimation de l'erreur associée représente une tâche ardue et dans la pratique ces modèles ont été supplantés par les mesures. Les spectres électrons correspondant à la fission induite par neutrons thermiques des isotopes fissiles ^{235}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu (figure 5.4) ont été mesurés dans les années 1980 auprès du réacteur de recherche à haut flux de l'ILL (Institut Laue-Langevin) à Grenoble [93, 94, 95].

Pour cela, des feuilles contenant ces isotopes fissiles ont été exposées à un flux de neutrons thermiques $\phi_n = 3,2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ à environ 80 cm du cœur du réacteur. Une partie des électrons émis par la décroissance β^- des produits de fission peut quitter le réacteur à travers un tuyau sous vide et est détectée par le spectromètre de haute résolution BILL [96]. Le nombre d'électrons émis a été mesuré en fonction de l'énergie pour des intervalles de 50 keV en faisant varier l'intensité du courant magnétique du spectromètre dans un sens

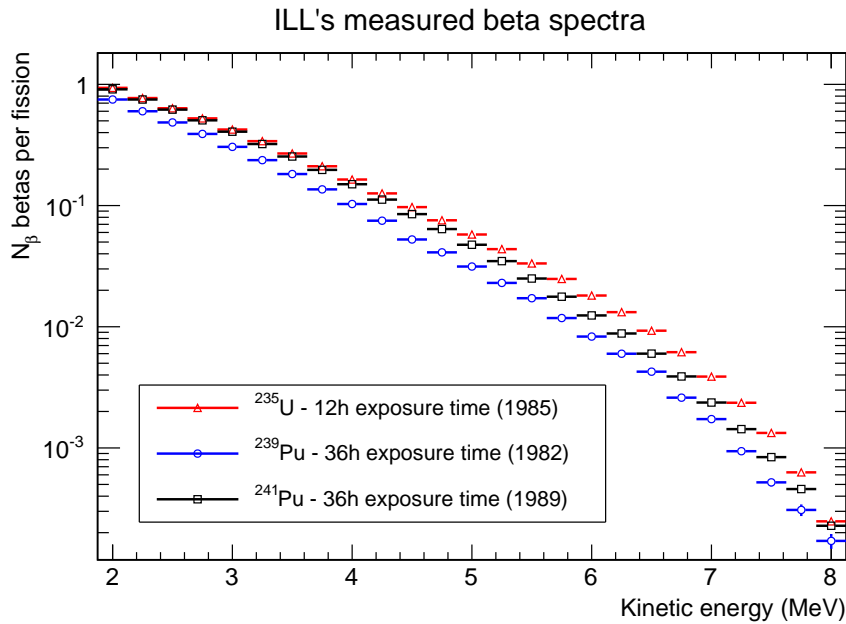


FIGURE 5.4 – Spectres électrons du ^{235}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu mesurés à l’ILL. Les erreurs sont tracées avec 68 % de degré de confiance et sont dominées par l’incertitude de normalisation (1,8 %). Les spectres ont été mesurés après un certain temps d’irradiation indiqué dans la légende [93, 94, 95].

puis dans l’autre. La grande résolution en impulsion de celui-ci, $\Delta p/p = 5 \times 10^{-4}$, a permis d’obtenir une excellente connaissance de la forme des différents spectres des électrons avec des erreurs inférieures au pourcent. À l’exception de la partie haute énergie du spectre, l’erreur statistique associée à la mesure est également inférieure au pourcent. La contribution dominante à la barre d’erreur concerne la normalisation absolue qui a été déterminée par l’utilisation de sources “étalons” avec des sections efficaces partielles bien connues. L’erreur sur la détermination de la normalisation des spectres est de 3 % (90 % CL) avec une faible dépendance en énergie. Les spectres antineutrinos associés n’ont pas été mesurés mais déduits des mesures des spectres électrons au travers d’une procédure de conversion induisant des effets systématiques supplémentaires. Il est important de noter que les spectres de l’ILL ont été mesurés à partir d’un temps typique d’une à deux journées d’irradiation. Les produits de fission à longue durée de vie (contribuant donc à basse énergie) n’ont pas pu atteindre l’équilibre. Ces aspects sont discutés en détail dans la section 5.5. Malgré tout, la grande précision des données de l’ILL leur ont permis de devenir la référence pour toutes les expériences d’oscillation de $\bar{\nu}_e$ auprès de réacteurs. Les modèles théoriques sont néanmoins toujours utilisés pour les spectres induits par la fission rapide de ^{238}U puisqu’aucune donnée expérimentale n’est publiée. Une mesure du spectre électron de cet isotope fissile dans un flux de neutrons rapides du réacteur FRM2 à Munich a été réalisée et sera prochainement publiée [97]. Les approches complémentaires de prédiction des spectres que nous présentons ci-dessous utilisent la haute précision des données électrons de l’ILL comme référence.

5.3.2 Prédiction des spectres β et $\bar{\nu}_e$ à partir des bases de données de structure nucléaire

Les bases de données nucléaires se sont considérablement enrichies des mesures effectuées ces trente dernières années. Nous présentons dans la suite une nouvelle méthode de calcul des spectres de fission des isotopes de l'uranium et du plutonium basée sur l'utilisation de toutes les données expérimentales actuelles concernant les transitions β et sur une utilisation la plus limitée possible de modèles théoriques.

Les spectres $S_k(E)$ de chaque isotope fissile sont construits ab-initio à partir des équations de la section 5.2 en utilisant toutes les informations disponibles sur les branches β dans la base de données nucléaire ENSDF [98]. Une interface C++ a été développée pour pouvoir lire dans cette base de données tous les paramètres nécessaires à la prédiction des spectres des produits de fission $S_f(E)$ au travers des équations (5.3) et (5.4) ainsi que l'erreur associée à chacun de ces paramètres. Le degré d'interdiction d'une transition est déduit des informations concernant les spins et parités des différents niveaux connectés. Si cette information est incomplète ou manquante, le plus petit degré d'interdiction possible est alors choisi et les transitions interdites sont supposées uniques. Les facteurs de forme correspondant $C_f^b(E)$ sont des polynômes des impulsions des leptons tirés de [86] dont le degré varie selon le degré d'interdiction. L'hypothèse concernant le degré d'interdiction de la transition dans le cas d'une information partielle ou manquante peut être facilement changée et différents scénarios ont été testés pour le calcul de l'enveloppe d'erreur finale. Les $S_f(E)$, qu'ils soient de type électron ou antineutrino sont calculés par le code puis stockés sous forme d'histogrammes dans une base de données dédiée disponible dans les formats ASCII et ROOT [73]. Le calcul des spectres β et $\bar{\nu}_e$ d'un isotope fissile via l'équation (5.2) nécessite de connaître les activités A_f . Ces activités ont été calculées à partir du code de réacteur MURE [99] pour les différents temps d'exposition des mesures de l'ILL. Le code MURE permet de réaliser l'inventaire des différents produits de fission en simulant la neutronique et l'évolution temporelle d'un cœur de réacteur. Dans le cas précis des mesures de l'ILL, l'évolution temporelle de la composition isotopique des feuilles contenant les isotopes fissiles est gouvernée par la composition initiale de ces feuilles, la liste des rendements de fission indépendants tirée de la base de données JEFF-3.1.1 [100] ainsi que par le flux neutronique de l'ILL. L'évolution du spectre en énergie des électrons et des antineutrinos avec le temps ainsi que les effets des captures neutroniques sont pris en compte. Des études complémentaires de calcul des activités ont également été réalisées avec le code d'évolution FISPACT [101] sous un flux de neutrons constant.

Les prédictions ainsi effectuées ne concernent pas la partie la plus basse du spectre en énergie, inférieure au MeV. En effet, la prédiction du spectre basse énergie nécessite la prise en compte des effets d'accumulation hors équilibre et des désintégrations β induites par les captures neutroniques sur ^{238}U ainsi que sur les différents produits de fission [102]. Cette prédiction n'est de toute façon pas utile pour l'expérience Double Chooz en raison du seuil en énergie de la réaction β inverse de 1,8 MeV. C'est pourquoi dans la suite une coupure à 1,5 MeV est toujours employée.

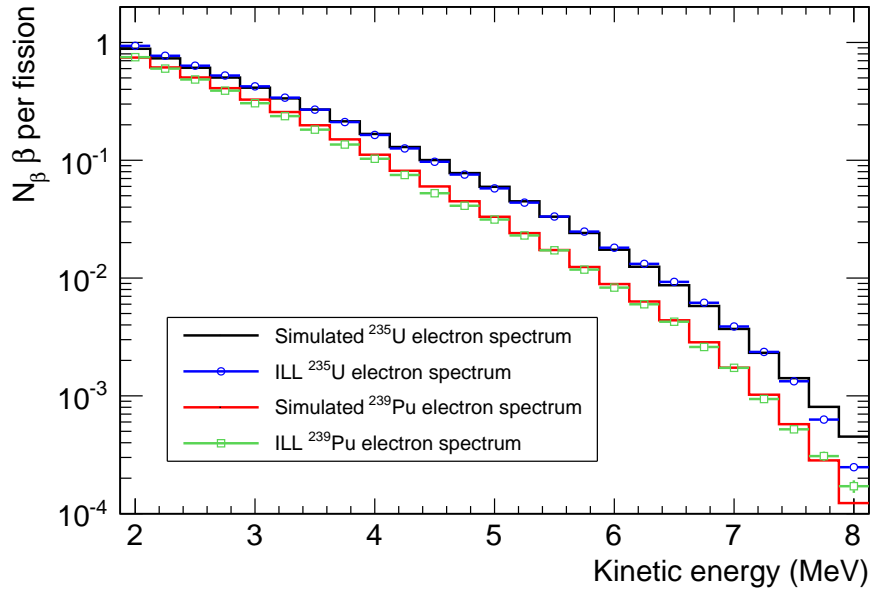


FIGURE 5.5 – Comparaison des données de référence obtenues à l’ILL pour ^{235}U après 12 heures d’exposition (courbe bleue) et pour ^{239}Pu après 36 heures d’exposition (courbe verte) avec le résultat de notre simulation par approche microscopique (courbes noire et rouge). Les taux sont normalisés par fission.

À l’autre extrémité des spectres, la partie à plus haute énergie est dominée par la contribution de noyaux exotiques fortement instables, c’est-à-dire présentant des transitions β à très grande énergie de endpoint, non mesurées. De plus, les taux de comptage des antineutrinos pour des énergies supérieures à 8 MeV deviennent négligeables ($< 0,5\%$ du nombre total détecté) définissant ainsi une coupure naturelle à haute énergie.

La comparaison de notre prédiction par approche microscopique basée sur l’utilisation de toutes les données présentent dans la base de donnée ENSDF avec les mesures de l’ILL pour ^{235}U et ^{239}Pu est présentée sur la figure 5.5. On obtient un bon accord en forme mais également en normalisation alors que notre prédiction n’utilise aucun paramètre libre. La figure 5.5 est présentée en échelle logarithmique en raison de la décroissance très rapide du spectre électron en fonction de l’énergie.

Une analyse plus fine des résultats nécessite d’étudier la différence relative des prédictions et des données illustrée, pour ^{235}U , par la courbe pleine noire de la figure 5.6. Les résidus présentent une figure d’oscillation à un niveau de -10 à $+5\%$ autour des données jusqu’à 7,5 MeV puis une forte surestimation au-delà. Des résidus positifs peuvent sembler surprenant puisque dans l’approche microscopique nous n’avons utilisé que des transitions mesurées et donc “oublié”, par définition, toutes les autres. En réalité, ce phénomène est un effet systématique bien connu des bases de données de structure et est appelé effet du pandemonium [103]. Il s’agit d’un effet expérimental provenant de la détermination du schéma complet de décroissance d’un noyau. La détermination de ce schéma, c’est-à-dire des énergies

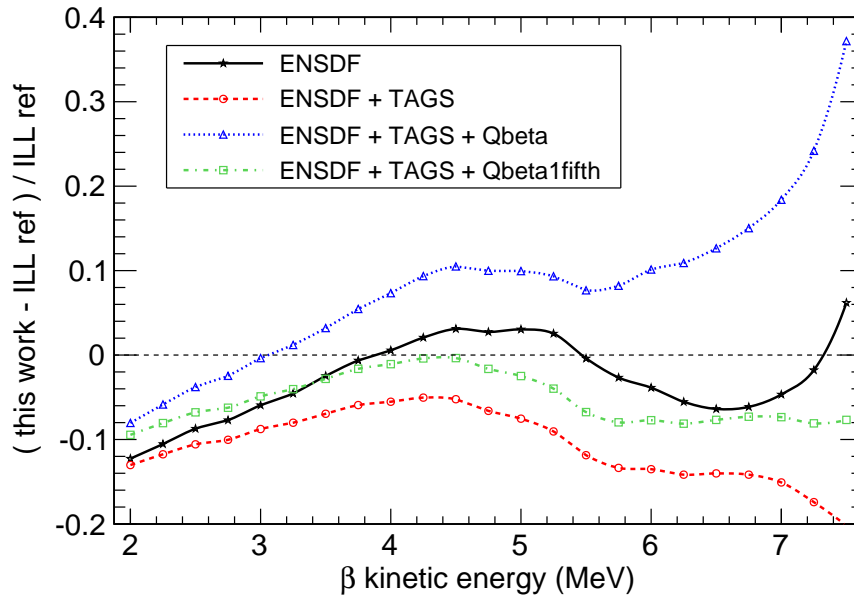


FIGURE 5.6 – Écart relatif entre les données β de références obtenues à l'ILL pour ^{235}U et le résultat de la prédiction microscopique en fonction de la base de donnée utilisée. Les différentes bases de données utilisées sont explicitées dans le texte.

de endpoint et rapports d'embranchement de chaque transition β , est généralement basée sur la mesure de l'intensité ainsi que de l'énergie des différents γ émis en coïncidence avec un électron. Pour ce faire, on utilise des détecteurs à cristaux de germanium haute pureté possédant une excellente résolution en énergie mais une faible efficacité. Lorsqu'un noyau possède un Q_β élevé, des transitions β de faible énergie peuvent connecter ce noyau à des états du noyau fils très excités et présentant une grande densité. C'est pourquoi, la décroissance vers l'état fondamental du noyau fils peut se faire au travers de multiples décroissance γ de faible énergie. Une partie des γ émis peut ne pas être détectée et, en conséquence, les transitions possédant une petite énergie de endpoint sont souvent inobservables. De plus, la technique utilisée ne permet pas de voir une transition de l'état fondamental du noyau père vers le niveau fondamental du noyau fils qui se réalise sans émission de γ . Le rapport d'embranchement est déduit du complément de toutes les autres transitions. Dans ces deux cas, on a donc tendance à donner une pondération trop grande aux transitions possédant une grande énergie de endpoint. Cet effet permet donc d'expliquer les résidus positifs ainsi que la large surestimation du spectre à plus haute énergie.

5.3.3 Correction de l'effet du pandemonium

Pour corriger de l'effet du pandemonium nous avons utilisé des mesures complémentaires de désintégration β basées sur des techniques expérimentales différentes. La première source de données provient d'une campagne de mesure réalisée par Tengblad *et al.* [104] dans les

années 1988 et 1989 auprès du séparateur d'isotopes en ligne ISOLDE au CERN à Genève ainsi qu'auprès du séparateur OSIRIS couplé au réacteur de Studsvik. Quelques 111 produits de fission, sélectionnés comme apportant la contribution principale à la partie haute énergie du spectre électron émis par un réacteur nucléaire (90 % au-dessus de 6 MeV) ont été mesurés. Les spectres électrons ont été déterminés indépendamment des rayonnements γ émis permettant ainsi de ne pas être sensible à l'effet du pandemonium. Cependant, cette technique expérimentale a pour conséquence une perte d'information au niveau des transitions β individuelles, seul le spectre total de chaque isotope est accessible. Parmi les 111 noyaux mesurés, 44 sont en parfait accord avec les spectres prédis à l'aide de la base de données ENSDF. Les 67 noyaux restant ont été incorporés à notre nouveau jeu de données.

La deuxième source de données provient de mesures de spectrométrie TAGS (Total Absorption Gamma Spectrometer). Cette technique expérimentale consiste à implanter des isotopes radioactifs dans un dispositif de détecteurs γ s'étendant sur 4π et capable de détecter l'énergie totale de la cascade γ consécutive à une désintégration β . On accède ainsi à la distribution en énergie de l'intensité β de l'isotope étudié au prix d'une analyse spécifique qui nécessite la déconvolution des effets de détection. Cette distribution fournit les informations nécessaires au calcul par approche microscopique. Les 49 noyaux mesurés par cette technique par Greenwood *et al.* [105] auprès de l'installation INEL-ISOL située dans l'Idaho (USA) sont également utilisés dans notre nouveau jeu de données corrigé de l'effet du pandemonium. Lorsqu'un produit de fission est présent à la fois dans les données de Tengblad et de Greenwood, la priorité a été donnée aux mesures de Tengblad.

La courbe en tiret rouge de la figure 5.6 représente la différence relative entre les prédictions microscopiques et les données de l'ILL pour ^{235}U avec le nouveau jeu de données corrigeant la base ENSDF de l'effet du pandemonium. Comme prévu, la partie la plus haute énergie du spectre a été considérablement réduite et les résidus observés sont désormais tous négatifs et augmentent en amplitude avec l'énergie. La partie manquante, croissante avec l'énergie, provient de noyaux exotiques non mesurés et donc absents de la base de donnée ENSDF.

5.3.4 Contribution des noyaux exotiques non mesurés

Nous avons construit un modèle effectif pour tenter de combler la partie manquante pour pouvoir reproduire les mesures de l'ILL. Ce modèle prend en compte tous les noyaux connus comme étant émetteurs β mais possédant un schéma de niveau inconnu. Nous avons déterminé le Q_β de ces noyaux à partir de la différence des masses mesurées du noyau père et du noyau fils [102]. Une première approche consiste à considérer que ces noyaux ne possèdent qu'une unique transition β possible avec un endpoint correspondant au Q_β du noyau considéré. Le résultat de cette première approche est représenté par la courbe en tirets et pointillés bleue de la figure 5.6 et montre une forte surestimation du spectre total sur toute la gamme en énergie. Il est bien sur évident que l'approximation utilisée est trop grossière pour pouvoir avoir un sens physique. Dans une seconde approche, nous avons supposé que les

noyaux non mesurés possèdent chacun 5 transitions β de même intensité et dont l'énergie de endpoint est équiprobablement répartie sur la gamme en énergie 0 à Q_β . Le résultat de cette seconde approche est présentée sur la courbe pointillée verte de la figure 5.6 qui présente des résidus, tous négatifs dans une gamme inférieure à 10 %.

5.3.5 Propagation des erreurs tabulées dans les bases de données nucléaires

Un des avantages de l'utilisation de l'approche microscopique est que celle-ci permet de contrôler tous les paramètres gouvernant une transition β individuelle. On peut donc propager toutes les sources d'erreur présentes dans les bases de données nucléaires ENSDF et JEFF-3.1.1 afin de réaliser le calcul de la matrice de variance-covariance associée à chaque spectre β ou $\bar{\nu}_e$ d'un isotope fissile.

En définissant les intervalles en énergie i et j du spectre S_k dont le contenu s'écrit $S_k[i]$ et $S_k[j]$, on peut définir la matrice de variance-covariance V :

$$V_k[i][j] = \langle S_k[i]S_k[j] \rangle - \langle S_k[i] \rangle \langle S_k[j] \rangle. \quad (5.13)$$

C'est une matrice carrée, symétrique dont les coefficients diagonaux sont la variance, c'est à dire l'erreur au carré, de chaque intervalle en énergie et dont les coefficients non-diagonaux sont les covariances de ces intervalles deux à deux.

Calculons tout d'abord la matrice de variance-covariance du spectre d'un produit de fission f induite par les erreurs sur les valeurs des rapports d'embranchement et des énergies de endpoint des N_b branches β . En supposant que ces erreurs sont indépendantes, on peut scinder le calcul de la matrice de variance-covariance. La propagation des incertitudes sur les rapports d'embranchement peut être réalisée analytiquement (ce sont des erreurs de normalisation), et ne présente pas de réelles difficultés techniques. On peut écrire :

$$V_f^{\text{BR}}[i][j] = \sum_{b=1}^{N_b} S_f^b[i]S_f^b[j](\delta\text{BR}_f^b)^2. \quad (5.14)$$

En revanche, les incertitudes sur la valeur des énergies de endpoint, qui affectent la forme de chaque branche β et donc celle du spectre d'un produit de fission, doivent être propagées numériquement. Nous avons développé une procédure itérative dans laquelle, à chaque itération, on tire les valeurs des énergies de endpoint aléatoirement dans une gaussienne de demi-largeur δE_{0f}^b et on calcule la quantité :

$$V_f^{E_0}[i][j] = \langle S_f[i]S_f[j] \rangle - \langle S_f[i] \rangle \langle S_f[j] \rangle \quad (5.15)$$

jusqu'à obtention d'un critère de convergence tel que la variation relative entre deux itérations de tous les coefficients $V_f^{E_0}[i][j]$ est inférieure à 10^{-3} . Sous l'hypothèse d'indépendance des erreurs de rapport d'embranchement et d'énergie de endpoint, on a :

$$V_f[i][j] = V_f^{\text{BR}}[i][j] + V_f^{E_0}[i][j] \quad (5.16)$$

$$\rho = \begin{pmatrix} 1 & 0,54 & 0,48 & 0,41 & 0,38 & 0,34 \\ 0,54 & 1 & 0,48 & 0,43 & 0,39 & 0,35 \\ 0,48 & 0,48 & 1 & 0,46 & 0,42 & 0,38 \\ 0,41 & 0,43 & 0,46 & 1 & 0,42 & 0,39 \\ 0,38 & 0,39 & 0,42 & 0,42 & 1 & 0,39 \\ 0,34 & 0,35 & 0,38 & 0,39 & 0,39 & 1 \end{pmatrix}$$

FIGURE 5.7 – Matrice de corrélation couvrant une gamme en énergie allant de 2 à 3,5 MeV avec des intervalles de 250 keV obtenue après propagation de toutes les sources d’erreurs dans le calcul du spectre électron de ^{235}U .

Le calcul de la matrice de variance-covariance V_k d’un isotope fissile k nécessite de propager les erreurs concernant les activités de chaque produit de fission. Nous avons utilisé les erreurs tabulées concernant les rendements de fission à l’équilibre de la base de données JEFF-3.1.1 dans le calcul puisque la propagation des erreurs sur les rendements de fission indépendants par les codes d’évolution est très difficile à réaliser. En faisant l’hypothèse d’indépendance de chacune des activités calculées, on peut déterminer de façon analytique l’effet de ces incertitudes sur le spectre total d’un isotope fissile et obtenir de ce fait la matrice de covariance associée :

$$V_k^{A_f}[i][j] = \sum_{f=1}^{N_f} S_f[i]S_f[j]\delta A_f^2. \quad (5.17)$$

Finalement, on obtient l’expression de la matrice de variance-covariance totale en combinant l’effet de toutes les sources d’erreur :

$$V_k[i][j] \approx V_k^{A_f}[i][j] + \sum_{f=1}^{N_f} A_f^2 V_f[i][j]. \quad (5.18)$$

Une partie de la matrice de corrélation :

$$\rho[i][j] = \frac{V[i][j]}{\sqrt{V[i][i]V[j][j]}} \quad (5.19)$$

de ^{235}U est présentée sur la figure 5.7. Les incertitudes sur les rapports d’embranchement corrélent très fortement (à près de 100 %). Ces corrélations sont réduites par la distribution des énergies de endpoint et par l’hypothèse d’indépendance des rendements de fission. Les erreurs sur les énergies de endpoint des transitions ont un effet négligeable sur la barre d’erreur totale et la contribution dominante provient des erreurs de normalisation. L’effet global à un niveau de 68 % de confiance des erreurs tabulées dans les bases de données nucléaires est présenté pour ^{235}U dans la première colonne du tableau 5.2.

5.3.6 Conclusions concernant les résultats de l'approche microscopique

L'approche microscopique permet de décrire les spectres électrons et antineutrinos à un niveau de l'ordre de 10 % jusqu'à 6 MeV. Au-delà les incertitudes sur le contenu des bases de données de structure deviennent trop importantes. Ces résultats sont les meilleurs résultats de l'approche microscopique à l'heure actuelle et montrent le grand effort expérimental accompli ces dernières années. Cependant, en raison des noyaux mal connus ou inconnus, une prédiction atteignant le niveau de précision obtenu par les mesures des spectres électrons à l'ILL demande encore un effort expérimental supplémentaire. L'incertitude sur les prédictions par approche microscopique est trop importante pour les besoins de l'expérience Double Chooz qui cherche à mesurer un effet d'oscillation de quelques pourcents comme nous l'avons précisé dans le chapitre 3.

Dans le cadre de calcul de la chaleur émise lors de la désintégration des produits de fission, application utile au contrôle des réacteurs nucléaires, une liste de candidats à l'effet du pandemonium devant être à nouveau mesurés par la technique TAGS a été proposée [106]. De plus, une version corrigée de la base de donnée de structure nucléaire est en cours (voir par exemple [107]) avec une analyse de plus en plus affinée [108, 109]. Notre base de données de produits de fission peut aider à étendre la liste des noyaux devant être à nouveau mesurés.

Un travail sur la compréhension et la vérification de la normalisation des spectres de l'ILL a été accompli [110]. La normalisation des données électron de l'ILL a été obtenue, de façon indépendante pour chaque isotope fissile mesuré, en utilisant des cibles de calibration, de même géométrie et placées à la même position dans le réacteur, présentant un mode de décroissance radioactive par conversion interne dont la section efficace partielle $\sigma_{st}(n_{th}, \gamma)$ est bien connue. Le nombre d'électrons émis par fission s'obtenant en utilisant la formule [111] :

$$N_{\beta} = \frac{N_f}{N_{st}} \frac{\alpha \sigma_{st}(n_{th}, \gamma)}{\sigma_f(n_{th}, f)} \frac{n_{st}}{n_f} \quad (5.20)$$

dans laquelle N_{st} et N_f sont les taux de comptage mesurés pour la cible de calibration et pour l'isotope fissile, n_{st} et n_f le nombre d'atomes mis en jeu, α la probabilité de réaliser une conversion interne et σ_f la section efficace de fission de l'isotope fissile. Nous avons vérifié les résultats obtenus avec les valeurs les plus récentes des sections efficaces [110] et des coefficients de conversion interne et conclu que la normalisation des données électron est robuste. Les données les plus récentes concernant les sections efficaces de fission des isotopes du plutonium sont les seules à avoir un effet et les seules corrections que nous pouvons faire consistent à augmenter la normalisation des spectres électrons de 1,4 % pour ^{239}Pu et 1,6 % pour ^{241}Pu .

Nous présentons sur les figures 5.8 et 5.9 les résultats obtenus pour les isotopes ^{239}Pu et ^{241}Pu . En utilisant l'ensemble des données expérimentales concernant les produits de fission ainsi que notre modèle à 5 branches pour prendre en compte la contribution manquante des noyaux exotiques, les résidus des isotopes du plutonium sont tous positifs dans une

gamme inférieure à 10 %. Quelque soit la base de donnée utilisée, ces résidus électrons sont toujours au-dessus des résidus obtenus dans le cas de ^{235}U à un niveau d'environ 8 à 10 %. Ce désaccord entre la prédiction du spectre β de l'uranium et celles des spectres β des isotopes du plutonium peut être expliqué en invoquant deux raisons différentes. Les noyaux issus de la fission de ces isotopes ne sont pas tous les mêmes et dans le cas de même noyaux produits les activités sont différentes. L'incertitude sur le contenu des bases de données nucléaires peut ainsi expliquer pourquoi les prédictions pour les isotopes du plutonium, qui possèdent des distributions de rendements de fission très proches, présentent un comportement similaire alors que celui-ci diffère nettement de celui de l'uranium qui possède des distributions de rendements de fission beaucoup plus éloignées. On peut également invoquer une erreur dans la normalisation des spectres électrons de l'ILL. Cependant, l'incertitude de normalisation tabulée de 3 % des résultats des mesures de l'ILL ne peut pas expliquer de tels écarts à elle seule.

Une évaluation de l'incertitude sur la prédiction par approche microscopique des spectres des isotopes fissiles est présentée dans le tableau 5.2. La première colonne montre l'effet global à 1σ des erreurs tabulées dans les bases de données nucléaires dont nous avons présenté le calcul. Elles passent de 1 à 10 % dans la gamme d'énergie de 2 à 8 MeV. Les hypothèses utilisées dans nos prédictions pour décrire le degré d'interdiction d'une transition et donc la forme d'une branche β ont également été testées. Tous les travaux antérieurs ont toujours considéré les transitions comme permises. En comparant cette hypothèse avec notre traitement complet du degré d'interdiction on montre que cette hypothèse induit des changements dans la forme du spectre électron total inférieurs à 1,5 % et permet donc de valider cette approximation (deuxième colonne du tableau 5.2). L'erreur associée aux corrections de taille finie des noyaux A_C et A_W a également fait l'objet d'études en comparant les spectres obtenus sans aucune correction ou avec les corrections estimées par Vogel [88] ou par Holstein [112] (troisième colonne du tableau 5.2). À l'heure actuelle, l'incertitude sur le contenu des bases de données nucléaire, c'est-à-dire l'information manquante concernant les noyaux exotiques, l'effet du pandemonium et les incertitudes sur les rendements de fission, représentent la contribution majeure à l'incertitude résultant de l'approche microscopique. Elles sont estimées dans la dernière colonne du tableau 5.2 en fonction des différents scénarios testés sur les isotopes de l'uranium et du plutonium.

Puisqu'aucune donnée expérimentale n'est, à l'heure actuelle, disponible en ce qui concerne la fission de ^{238}U , nous fournissons les prédictions des spectres β et $\bar{\nu}_e$ associés dans le tableau 5.3. La prédiction est basée sur l'emploi de toutes les données expérimentales disponibles ainsi que de notre modèle qui prend en compte les noyaux exotiques non mesurés. Les spectres sont normalisés par fission et calculés en utilisant les rendements de fission à l'équilibre de la base de données JEFF-3.1.1 [100]. Les incertitudes associées décrites dans le tableau 5.2 s'appliquent à ces prédictions.

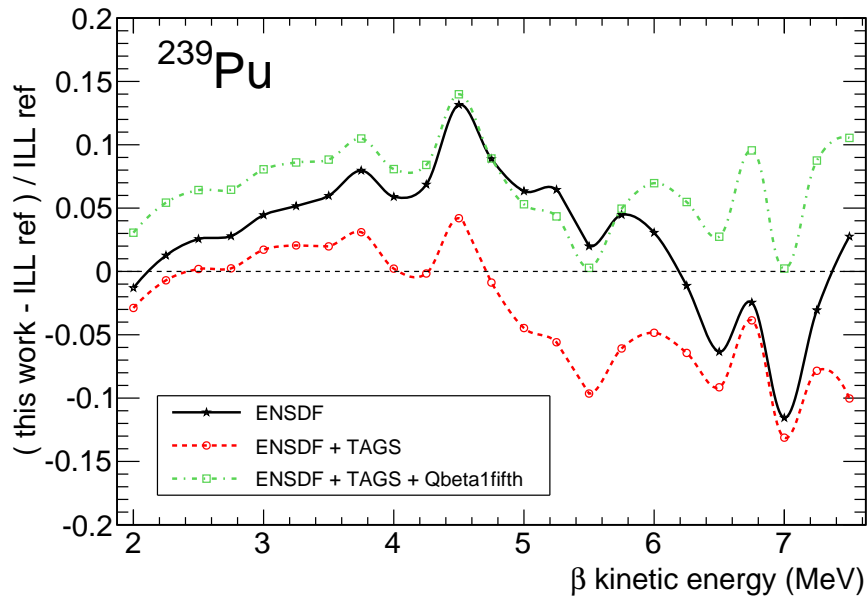


FIGURE 5.8 – Différence relative entre les données β de références obtenues à l'ILL pour ^{239}Pu et le résultat de la prédiction microscopique en fonction de la base de donnée utilisée.

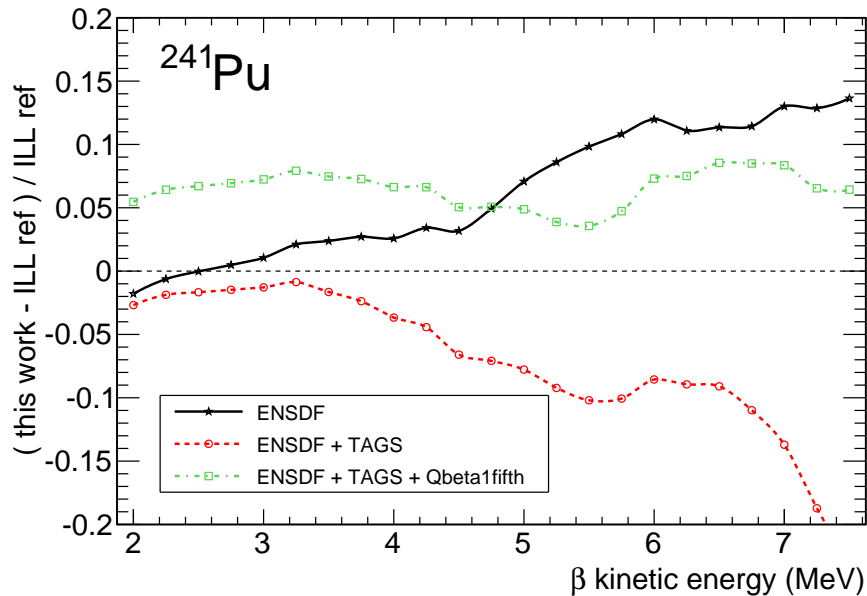


FIGURE 5.9 – Différence relative entre les données β de références obtenues à l'ILL pour ^{241}Pu et le résultat de la prédiction microscopique en fonction de la base de donnée utilisée.

Énergie cinétique (MeV)	Base de données nucléaires	Degré d'interdiction	Corrections de taille finie	Informations manquantes
2,00	1,2 %	0,2 %	0,1 %	10 %
2,25	1,3 %	0,2 %	0,2 %	10 %
2,50	1,3 %	0,1 %	0,3 %	10 %
2,75	1,3 %	0,1 %	0,3 %	10 %
3,00	1,4 %	0,4 %	0,4 %	10 %
3,25	1,6 %	0,7 %	0,5 %	10 %
3,50	1,7 %	0,1 %	0,5 %	10 %
3,75	1,9 %	1,3 %	0,6 %	10 %
4,00	2,2 %	1,6 %	0,6 %	10 %
4,25	2,5 %	1,6 %	0,7 %	10 %
4,50	2,8 %	1,4 %	0,8 %	10 %
4,75	3,2 %	1,0 %	0,8 %	10 %
5,00	3,8 %	0,5 %	0,9 %	10 %
5,25	4,4 %	0,2 %	0,9 %	10 %
5,50	5,2 %	0,2 %	0,9 %	15 %
5,75	6,1 %	0,2 %	0,9 %	15 %
6,00	7,1 %	0,2 %	1,0 %	15 %
6,25	8,0 %	0,3 %	1,0 %	15 %
6,50	9,0 %	0,4 %	1,1 %	15 %
6,75	10,1 %	0,4 %	1,1 %	15 %
7,00	10,9 %	0,5 %	1,1 %	20 %
7,25	11,0 %	0,7 %	1,1 %	20 %
7,50	10,7 %	0,8 %	1,1 %	$\gtrsim 20$ %
7,75	11,1 %	0,8 %	1,2 %	$\gtrsim 20$ %
8,00	13,3 %	1,2 %	1,3 %	$\gtrsim 20$ %

TABLE 5.2 – Impact de toutes les sources d’erreurs (en %) sur la prédiction du spectre total électron de ^{235}U calculé par approche microscopique. Les erreurs finales sont données à 1σ (68 % C.L.) et réparties selon leur provenance. La première colonne tient compte de l’impact des erreurs sur les rapports d’embranchement, sur les énergies de endpoint et sur les rendements de fission indépendants tabulées dans les bases de données nucléaires. La deuxième colonne tient compte des incertitudes sur le degré d’interdiction des transitions β dans le cas d’un changement de spin-parité dont l’information est incomplète ou inconnue. La troisième colonne représente l’impact de l’incertitude sur les expressions utilisées pour décrire les corrections dues à la taille finie des nucléons. La dernière colonne représente l’impact de l’information manquante dans le contenu des bases de données nucléaires.

Énergie cinétique (MeV)	N_β (par fission)	$N_{\bar{\nu}_e}$ (par fission)
2,00	1,17	1,53
2,25	1,00	1,33
2,50	$8,56 \times 10^{-1}$	1,16
2,75	$7,24 \times 10^{-1}$	1,01
3,00	$6,06 \times 10^{-1}$	$8,76 \times 10^{-1}$
3,25	$5,00 \times 10^{-1}$	$7,55 \times 10^{-1}$
3,50	$4,80 \times 10^{-1}$	$6,38 \times 10^{-1}$
3,75	$3,29 \times 10^{-1}$	$5,33 \times 10^{-1}$
4,00	$2,61 \times 10^{-1}$	$4,44 \times 10^{-1}$
4,25	$2,04 \times 10^{-1}$	$3,60 \times 10^{-1}$
4,50	$1,59 \times 10^{-1}$	$2,86 \times 10^{-1}$
4,75	$1,23 \times 10^{-1}$	$2,25 \times 10^{-1}$
5,00	$9,44 \times 10^{-2}$	$1,80 \times 10^{-1}$
5,25	$7,12 \times 10^{-2}$	$1,40 \times 10^{-1}$
5,50	$5,35 \times 10^{-2}$	$1,08 \times 10^{-1}$
5,75	$4,02 \times 10^{-2}$	$8,09 \times 10^{-2}$
6,00	$3,01 \times 10^{-2}$	$6,03 \times 10^{-2}$
6,25	$2,25 \times 10^{-2}$	$4,57 \times 10^{-2}$
6,50	$1,62 \times 10^{-2}$	$3,51 \times 10^{-2}$
6,75	$1,13 \times 10^{-2}$	$2,66 \times 10^{-2}$
7,00	$7,64 \times 10^{-3}$	$1,92 \times 10^{-2}$
7,25	$5,08 \times 10^{-3}$	$1,29 \times 10^{-2}$
7,50	$3,35 \times 10^{-3}$	$8,50 \times 10^{-3}$
7,75	$2,13 \times 10^{-3}$	$5,94 \times 10^{-3}$
8,00	$1,36 \times 10^{-3}$	$3,77 \times 10^{-3}$

TABLE 5.3 – Spectres électron et antineutrino associé à la fission induit par neutron rapides de ^{238}U obtenus par approche microscopique. Nous avons utilisé toutes les données expérimentales existantes ainsi que notre modèle effectif pour prendre en compte la contribution des noyaux exotiques absents des bases de données nucléaires. Les spectres β et $\bar{\nu}_e$ sont calculés pour un réacteur à l'équilibre.

5.4 Amélioration de la procédure de conversion des spectres β en spectres $\bar{\nu}_e$

Nous avons exposé dans la section précédente que l'approche microscopique présente des limitations trop importantes pour pouvoir réaliser des prédictions des spectres β ou $\bar{\nu}_e$ associés à la fission des isotopes de l'uranium et du plutonium à la précision requise pour les besoins de l'expérience Double Chooz. La principale limitation provient de la faible connaissance voire de la méconnaissance de la contribution des noyaux exotiques très instables à courte durée de vie qui contribuent sur toute la gamme en énergie des spectres β ou $\bar{\nu}_e$. Cependant, il est important de souligner que l'ensemble des transitions β présentes dans les bases de données nucléaires ENSDF + TAGS reproduisent environ 90 % des spectres électrons mesurés à l'ILL. Les distributions physiques des énergies de endpoint E_0 et des charges nucléaires Z sont des informations capitales pour pouvoir convertir de façon précise les spectres β en spectres $\bar{\nu}_e$ correspondant. Nous décrivons dans la suite comment l'on peut combiner l'immense quantité d'information présente dans les bases de données nucléaires aux mesures extrêmement précises des spectres β réalisées à l'ILL pour pouvoir prédire les spectres $\bar{\nu}_e$ [113]. Avant de discuter de cette nouvelle méthode, décrivons d'abord en détail la procédure de conversion utilisée sur les données électron de l'ILL ainsi que ses principales limitations.

5.4.1 Procédure de conversion des données électron de l'ILL

5.4.1.1 Description de la procédure

Les mesures réalisées à l'ILL donnent accès au spectre électron total d'un isotope fissile, c'est-à-dire à la somme des contributions de tous ses produits de fission. C'est pourquoi, la prédiction du spectre antineutrino correspondant ne peut se faire qu'au travers d'une procédure de conversion basée sur l'utilisation de branches β virtuelles. La correspondance directe entre β et $\bar{\nu}_e$ au travers de la conservation d'énergie n'existe en effet qu'au niveau d'une transition β individuelle. Une branche virtuelle peut être vue comme une transition β effective, décrivant un ensemble de transitions β possédant toutes des énergies de endpoint de valeurs similaires.

La procédure de conversion des données électron de l'ILL consiste à diviser le spectre β mesuré en 30 intervalles en énergie tous égaux entre eux. Pour chacun de ces intervalles, on réalise un ajustement d'une branche β virtuelle sur les données mesurées en laissant comme paramètres libres l'énergie de endpoint de la transition ainsi que le rapport d'embranchement. La forme de la branche est celle d'une transition permise décrite par la théorie de Fermi. La procédure de conversion débute par l'ajustement de l'intervalle en énergie correspondant à la plus haute partie du spectre. La contribution totale de la branche virtuelle, de l'énergie de endpoint jusqu'à l'énergie nulle, est ensuite soustraite au spectre expérimental et on recommence la procédure d'ajustement pour le prochain intervalle en énergie. La procédure

de conversion est donc basée sur un ajustement itératif des données expérimentales.

Une fois que l'on possède le lot de 30 branches β virtuelles, on peut aisément les convertir en branches $\bar{\nu}_e$ en utilisant le principe de conservation de l'énergie c'est-à-dire en remplaçant E_e par $E_\nu = E_0 - E_e$ dans l'expression de la branche et en appliquant la bonne formule pour prendre en compte les corrections radiatives à la théorie de Fermi. Le spectre $\bar{\nu}_e$ total s'obtient alors comme la somme des 30 branches $\bar{\nu}_e$ ainsi obtenues. La formule théorique utilisée pour la procédure de conversion est la même que celle décrite par l'équation (5.4), à l'exception des corrections A_C et A_W qui n'ont été traitées qu'une fois le spectre $\bar{\nu}_e$ total obtenu, sous la forme d'une correction effective linéaire :

$$\Delta N_\nu^{\text{WC}}(E_\nu) \approx 0,65 \times (E_\nu - 4,00)\% \quad (5.21)$$

avec E_ν exprimée en MeV.

L'erreur finale sur la procédure de conversion a été estimée à 3-4 % (90 % C.L.) et a été ajoutée en quadrature à l'erreur dominante de normalisation des spectres électrons. L'erreur finale sur un spectre antineutrino associé à la fission d'un isotope obtenu par conversion est donc comprise entre 4 et 5 % à 90 % de degré de confiance.

5.4.1.2 Principales limitations de la procédure

Dans un article publié récemment [114], P. Vogel, qui a participé à l'élaboration de la procédure de conversion utilisée sur les données β de l'ILL, discute des principales limitations de cette procédure. Nous avons vu dans la section 5.2 que la fonction de Fermi est discontinue pour $E_\nu = E_0$ et que par conséquent, une branche $\bar{\nu}_e$ possède une discontinuité. Le spectre $\bar{\nu}_e$ total associé à la fission d'un isotope apparaît comme continu car il est la somme d'une dizaine de milliers de branches dont l'énergie de endpoint est distribuée de façon quasi-continue. Lorsque l'on décrit le spectre en n'utilisant que 30 branches virtuelles, un phénomène d'oscillation spurieux par rapport au spectre réel apparaît au niveau de chaque énergie de endpoint virtuel. C'est pourquoi, un lissage de ces oscillations nécessite de pouvoir découper le spectre électron dans des intervalles en énergie suffisamment faibles et de ne considérer des intervalles en énergie que beaucoup plus larges pour le spectre antineutrino. Ces deux critères n'ont pas pu être satisfaits pour les données β de l'ILL qui disposaient d'un nombre de points expérimentaux limité. Cet effet est pris en compte pour le calcul de la barre d'erreur associée à la procédure de conversion.

Une autre limitation mise en lumière par P. Vogel concerne la connaissance de la charge nucléaire moyenne $\langle Z \rangle$ correspondant à chacune des branches virtuelles utilisées. Cette information est cruciale pour pouvoir décrire la partie à plus haute énergie du spectre $\bar{\nu}_e$ au travers du calcul de la fonction de Fermi. Dans la procédure de conversion utilisée, rien ne contraint la valeur moyenne de la charge nucléaire associée à chaque branche virtuelle.

5.4.2 Nouvelle procédure de conversion des données électron de l'ILL

5.4.2.1 Description de la procédure et premiers résultats

Notre procédure de conversion améliorée consiste à utiliser les prédictions de l'approche microscopique de la section 5.3 et à limiter l'utilisation de branches effectives aux quelques pourcents manquants pour reproduire les données β de référence de l'ILL. L'avantage de la méthode est que l'on utilise des distributions physiques des branches β très proches de la réalité et que l'on applique les corrections de taille finie au niveau de chaque branche individuelle. Les spectres β de référence de l'ILL sont ainsi reproduits en réduisant considérablement, c'est-à-dire d'un ordre de grandeur, la contribution non-physique des branches virtuelles.

Les données utilisées comme point de départ pour réaliser la nouvelle procédure de conversion sont l'ensemble des données présentes dans la base de données ENSDF corrigées de l'effet du pandemonium par l'emploi des données TAGS. Pour les données TAGS de la référence [104], seul le spectre β total de chaque isotope est connu, et pas le schéma complet de décroissance comme nous l'aimerions. Ces données ont donc été ajustées à l'aide d'un jeu de branches β effectives. Néanmoins, ces branches diffèrent des branches purement virtuelles puisque dans le cas de données TAGS, la charge nucléaire du noyau est connue. De plus, la procédure d'ajustement cherche à reproduire le comportement d'un nombre de branches réelles bien plus faible.

La contribution manquante pour reproduire les données β de l'ILL est ajustée en utilisant un jeu de 5 branches β effectives, toutes considérées comme permises, correspondant à un isotope fictif avec une charge nucléaire $Z = 46$. La contribution manquante pour reproduire les données expérimentales de ^{235}U ainsi que le résultat de la procédure d'ajustement avec 5 branches virtuelles sont présentés sur la figure 5.10.

Les résidus des ajustements c'est-à-dire la différence relative entre les simulations et les données expérimentales sont présentés sur la partie gauche de la figure 5.11. Ces résidus sont faibles et de l'ordre de grandeur de l'erreur statistique associée aux mesures de l'ILL jusqu'à environ 6 MeV. On pourrait vouloir utiliser un nombre plus grand de branches virtuelles pour réaliser l'ajustement des données β mais le résultat n'est pas satisfaisant en termes statistiques à cause du nombre limité de points expérimentaux. L'impact de résidus β non nuls sera discuté dans la suite. En convertissant toutes les branches β réelles ainsi que les 5 branches utilisées pour l'ajustement selon la méthode de la section 5.2, on réalise une nouvelle prédiction des spectres $\bar{\nu}_e$. Les résidus de ces nouveaux spectres prédits par rapport aux anciens spectres obtenus à l'ILL sont montrés sur la figure 5.11 sur la partie de droite. Pour des énergie inférieures à 6 MeV les nouvelles prédictions présentent un bon accord de forme mais un biais en normalisation d'environ 3 %. Ce biais est également présent dans la partie à plus haute énergie du spectre mais modulé par des oscillations qui sont la conséquence des oscillations dans les résidus β . Il faut noter que l'ajustement des données électron de ^{239}Pu est globalement moins bon que celui des autres isotopes fissiles.

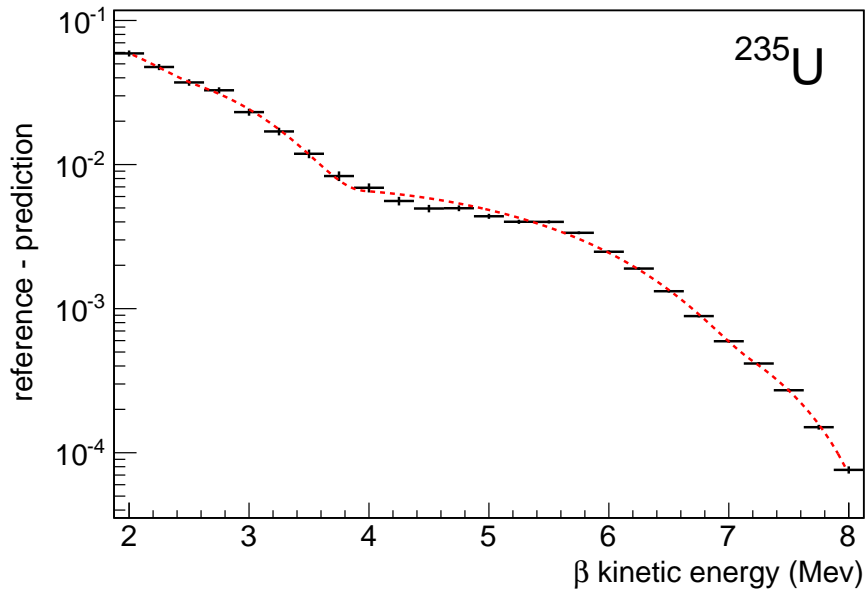


FIGURE 5.10 – La différence entre les données ILL et les résultats obtenus avec la base de données corrigée de l’effet du pandemonium pour ^{235}U (croix noires) est ajustée par un lot de 5 branches β effectives (ligne rouge en tirets).

5.4.2.2 Validation de la nouvelle procédure de conversion

Nous avons cherché par la suite à confirmer ce biais en normalisation. Pour ce faire, nous avons reproduit les exemples décrit par Vogel dans [114]. Nous avons généré des spectres β et $\bar{\nu}_e$, images l’un de l’autre, comme la somme d’un nombre variables de branches. Puis nous avons écrit un programme qui reproduit à l’identique la procédure de conversion des données de l’ILL pour convertir les données β en spectres $\bar{\nu}_e$. Les résultats de la procédure de conversion sont comparés aux “vrais” spectres générés. Une étape préliminaire de validation du code a été la reproduction de tous les résultats obtenus dans [114]. Ensuite nous avons générés les spectres β et $\bar{\nu}_e$ à l’aide de la base de données nucléaire ENSDF corrigée de l’effet du pandemonium. Ces spectres ne représentent pas exactement la réalité physique mais ils en sont quand même très proches et il est important de souligner à nouveau que la correspondance entre β et $\bar{\nu}_e$ est parfaitement respectée puisque ceux-ci ont été générés selon la méthode de la section 5.2. Le spectre β est considéré comme le nouveau spectre de référence et est converti en spectre $\bar{\nu}_e$ selon une procédure en tout point identique à celle développée pour la conversion des données de l’ILL [93, 94, 95]. Nous avons utilisé la même distribution effective de nombre atomique Z et les mêmes corrections effectives pour la prise en compte des effets de taille finie décrits par l’équation (5.21). Nous avons ensuite comparé le spectre $\bar{\nu}_e$ obtenu par conversion au “vrai” spectre généré. La figure 5.12 montre que, malgré un ajustement des données électron de grande qualité (les résidus β sont inférieurs à quelques 10^{-3} de 1 à 8 MeV), le spectre $\bar{\nu}_e$ converti présente des résidus caractérisés par

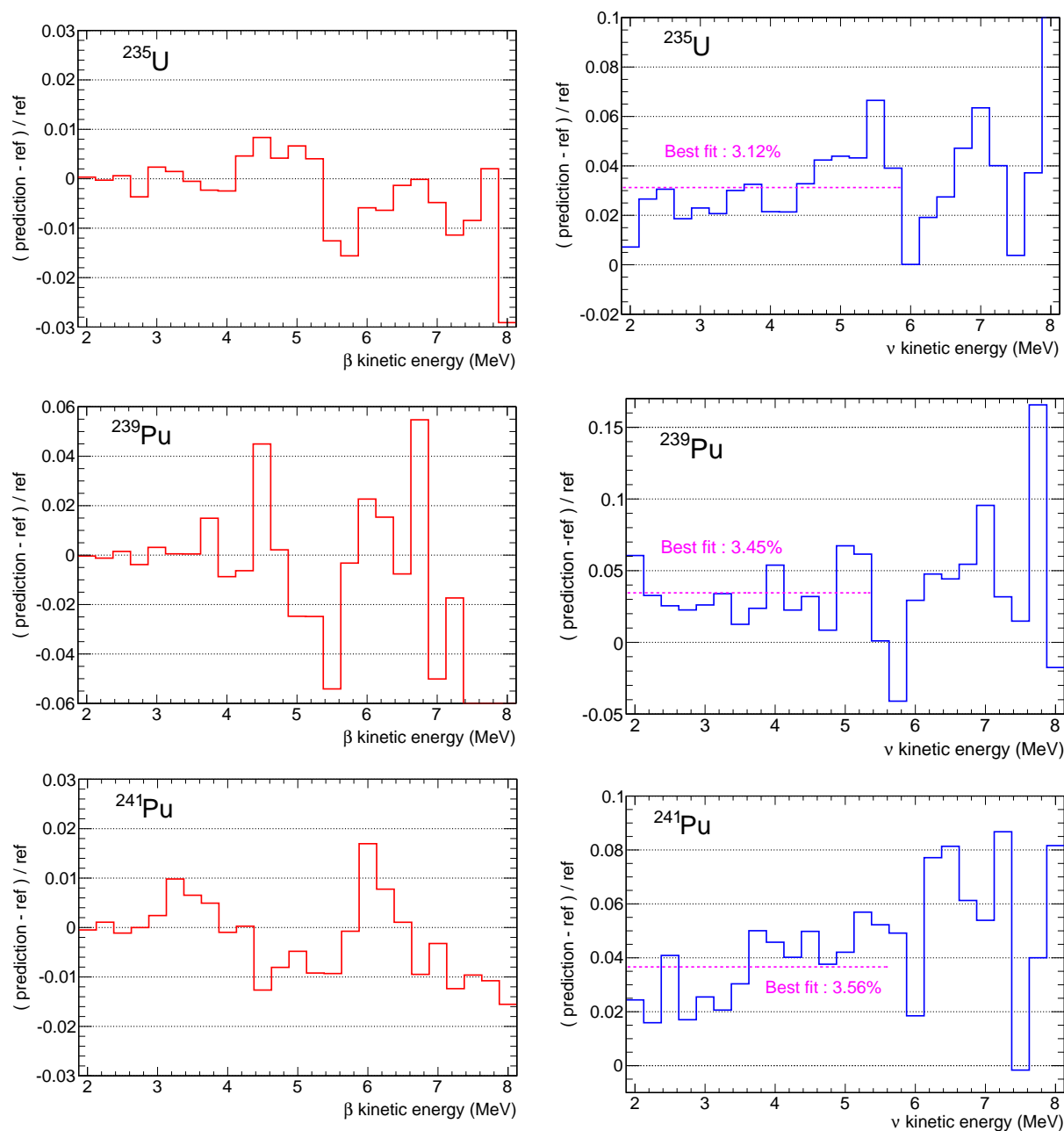


FIGURE 5.11 – Différence relative des spectres β et $\bar{\nu}_e$ simulés aux spectres électron mesuré (courbe rouge, partie de gauche) et antineutrino converti (courbe bleue, partie de droite) pour ^{235}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu . Alors que les résidus β varie à un niveau de $\pm 1\%$ autour de zéro (à l'exception de ^{239}Pu présentant un moins bon ajustement), les résidus $\bar{\nu}_e$ montrent un biais de normalisation positif de $\sim 3\%$ (droite magenta, partie de gauche).

des oscillations de quelques pourcents d'amplitude aux énergies de endpoint des branches β virtuelles utilisées pour la conversion. Comme prévu, une redéfinition des intervalles en énergie lisse ces oscillations (courbe pleine) mais un biais d'environ 3 % est parfaitement observable sur toute la gamme en énergie. Cette courbe peut directement être comparée à la courbe pleine bleue de la partie de droite de la figure 5.11. L'accord entre ces courbes est très bon et valide le biais en normalisation observé dans la nouvelle procédure de conversion. En faisant varier les différents ingrédients utilisés dans la conversion des données de l'ILL, on peut désormais comprendre l'origine du biais en normalisation. Pour des énergies supérieures à 4 MeV, l'effet provient de la distribution de la charge nucléaire des émetteurs β . En effet, la charge moyenne utilisée $Z(E_0)$ pour chaque branche virtuelle dans l'analyse de l'ILL ne prend pas en compte la grande dispersion des charges nucléaires autour de cette moyenne. À plus basse énergie, le biais provient du traitement effectif des termes A_C et A_W . La correction effective utilisée décrite par l'équation (5.21) est trop approximative à basse énergie.

D'autres procédures de validation des résultats ont été mises en place et sont toutes basées sur un ajustement des simulations sur les données électron. Tout d'abord, nous avons cherché à montrer que la nouvelle procédure de conversion n'est pas sensible au point de départ choisi pour ajuster les données électron. Tous les résultats présentés dans la suite ont été obtenus en ajoutant 5 branches virtuelles au spectre obtenu avec la base de données ENSDF corrigée de l'effet du pandémonium. L'utilisation des rendements de fission à 12 heures ou à 36 heures ou bien des rendements de fission cumulés c'est-à-dire correspondant à un réacteur à l'équilibre après un temps d'irradiation infini induit des variations très faibles ($< 1\%$) sur le spectre $\bar{\nu}_e$ obtenu par la nouvelle procédure de conversion comme montré sur la figure 5.13. On peut le comprendre par le fait que bien que les différents choix de rendements de fission utilisés changent la forme du spectre β prédit à un niveau de quelques pourcent, l'ajustement par les 5 branches virtuelles sur le spectre de référence absorbe cet effet. Les distributions de charge nucléaire et d'énergie de endpoint restent très similaires et conduisent aux mêmes valeurs des résidus. Ceci permet d'illustrer le grand avantage de notre méthode qui permet de s'affranchir des erreurs dominantes de l'approche microscopique.

Nous avons également tenté de minimiser les résidus β sans passer par une procédure d'ajustement avec des branches virtuelles. Pour cela nous avons laissé varier les paramètres utilisés pour les prédictions microscopiques c'est-à-dire les rapports d'embranchement et les énergies de endpoint. Il est évident que cette technique ne présente de sens que si les variations de ces paramètres ne perturbent pas les distributions physiques de façon trop importante. Dans cette procédure, nous avons autorisé des variations maximales typique de 15 % des paramètres d'énergie de endpoint et de rapport d'embranchement. Nous illustrons ici l'une de ces méthodes qui consiste à diviser la gamme en énergie en n intervalles équidistants et à autoriser des variations jusqu'à 15 % des rapports d'embranchement des branches β dont l'énergie de endpoint appartient à l'un de ces intervalles :

$$\text{BR}_i \rightarrow \text{BR}_i \times (1 + \alpha_i) \text{ avec } 1 \leq i \leq n \text{ et } -0,15 \leq \alpha_i \leq 0,15 \quad (5.22)$$

Les résultats de cette méthode sont présentés sur la figure 5.14. Sur la partie de gauche, la

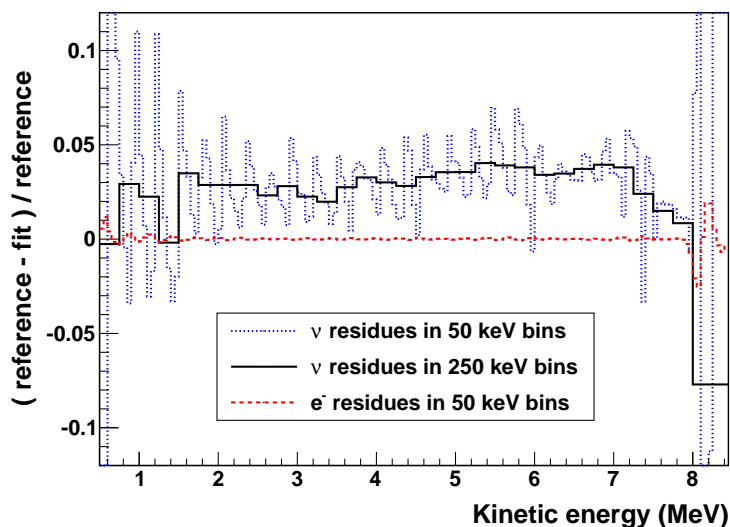


FIGURE 5.12 – Validation indépendante de nos résultats basée sur un spectre généré avec une base de donnée ENSDF. La courbe en tiret rouge montre les résidus β après la procédure d’ajustement réalisée avec 30 branches virtuelles. La courbe en pointillés bleue montre, pour des intervalles en énergie de 50 keV, la différence relative entre le spectre $\bar{\nu}_e$ de référence et celui obtenu par la méthode de conversion selon la procédure décrite par Schreckenbach *et al.*. Un lissage des oscillations résiduelles pour des intervalles en énergie de 250 keV (courbe solide noire) présente le même biais en normalisation que celui présent sur la figure 5.11.

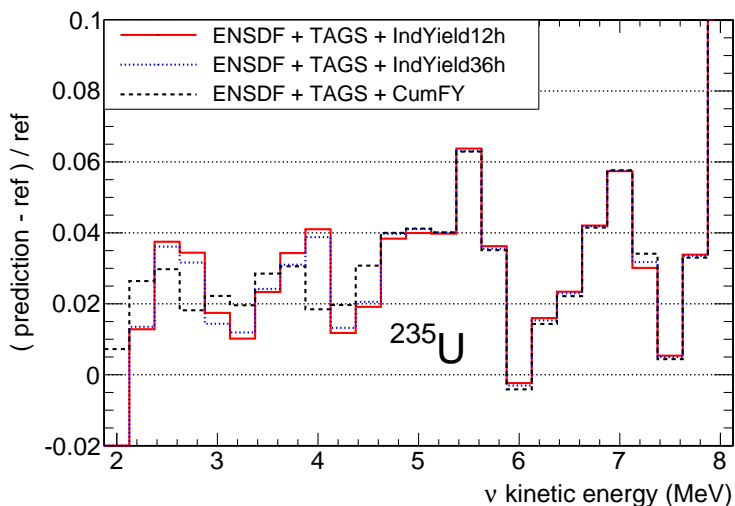


FIGURE 5.13 – Stabilité des résidus $\bar{\nu}_e$ lorsque l’on change les rendements de fission pour le calcul initial du spectre microscopique. Les rendements de fission utilisés sont calculés par le code MURE après 12 heures d’irradiation (courbe solide rouge), après 36 heures d’irradiation (courbe pointillée bleue) ou alors tirées de la base de donnée JEFF-3.1.1 [100] en ce qui concerne les rendements de fission à l’équilibre (courbe en tiret noire). La différence entre les résidus $\bar{\nu}_e$ est inférieure à 1 % en-dessous de 4,5 MeV et négligeable à plus haute énergie.

courbe rouge représente les résidus électrons obtenus après minimisation pour $n = 8$. Les qualités d'ajustement des spectres électrons sont similaires aux résultats déjà obtenus mais seulement pour des énergies inférieures à 5 MeV. Au-delà, les résidus électrons présentent des oscillations de l'ordre de plusieurs pourcents. Les résultats obtenus par ajustement avec les branches virtuelles sont présentés pour comparaison (courbe en tirets bleue). Les résidus antineutrinos sont présentés sur la partie de droite. Comme précédemment observé dans la figure 5.11, les oscillations des résidus électrons se retrouvent dans les résidus $\bar{\nu}_e$ légèrement décalées en énergie cinétique et amplifiées d'un facteur 3 (courbe rouge, à droite). Ce comportement est utilisé pour estimer notre budget d'erreur, résumé dans la tableau 5.4.

5.4.2.3 Estimation de l'erreur associée à la nouvelle procédure de conversion

Les résultats concernant le nouveau spectre $\bar{\nu}_e$ de ^{235}U sont présentés sur la figure 5.16 ainsi que dans le tableau 5.4 avec l'erreur associée. Dans la colonne 4, l'erreur due aux termes de correction de taille finie est calculée en propageant une incertitude de 100 % dans la procédure de conversion. La comparaison des résidus $\bar{\nu}_e$ obtenus avec ou sans traitement des erreurs est présenté sur la figure 5.15. La colonne 5 présente l'erreur due à la procédure de conversion proprement dite. Cette erreur provient principalement de la qualité de l'ajustement du spectre électron. Nous avons pu voir sur les figures 5.11, 5.13 et 5.14 que toute oscillation dans les résidus électrons se manifeste dans les résidus $\bar{\nu}_e$ amplifiée d'un facteur trois et décalée d'environ 500 keV. L'erreur de conversion a été évaluée en tenant compte de l'enveloppe formée par les résidus électrons obtenus avec nos différentes méthodes d'ajustement amplifiée d'un facteur 3 comme déduit des différents tests discutés plus haut. L'erreur totale de la colonne 6 est la somme quadratique des sources d'erreurs déjà évoquées à laquelle on ajoute l'erreur statistique et de normalisation des données β de l'ILL.

Les résultats de la procédure de conversion des données électron de l'ILL concernant les isotopes de ^{239}Pu et ^{241}Pu sont présentés dans la figure 5.16 ainsi que dans le tableau 5.5. Les conclusions évoquées pour ^{235}U sont également valables pour ces isotopes. L'effet important à noter est un biais d'environ 3 % en normalisation par rapport aux spectres $\bar{\nu}_e$ obtenus avec l'ancienne procédure de conversion des données de l'ILL.

5.5 Effets hors équilibre

Les spectres électrons mesurés à l'ILL l'ont été après des temps d'irradiation assez courts devant la durée du cycle du combustible nucléaire dans un réacteur qui est comprise entre 1 an et demi et 2 ans. Le spectre de ^{235}U a été mesuré après 12 heures d'irradiation, celui de ^{239}Pu après 1,5 jours d'irradiation et celui de ^{241}Pu après 1,8 jours d'irradiation. Or, certains produits de fission peuvent avoir des durées de vie bien plus grandes que ces temps d'irradiation et s'accumulent pendant des jours (voire des mois pour une plus petite partie d'entre eux) avant de pouvoir atteindre un équilibre. Ces noyaux contribuent majoritairement à basse énergie et il est nécessaire d'évaluer l'impact des effets hors équilibre sur les spectres

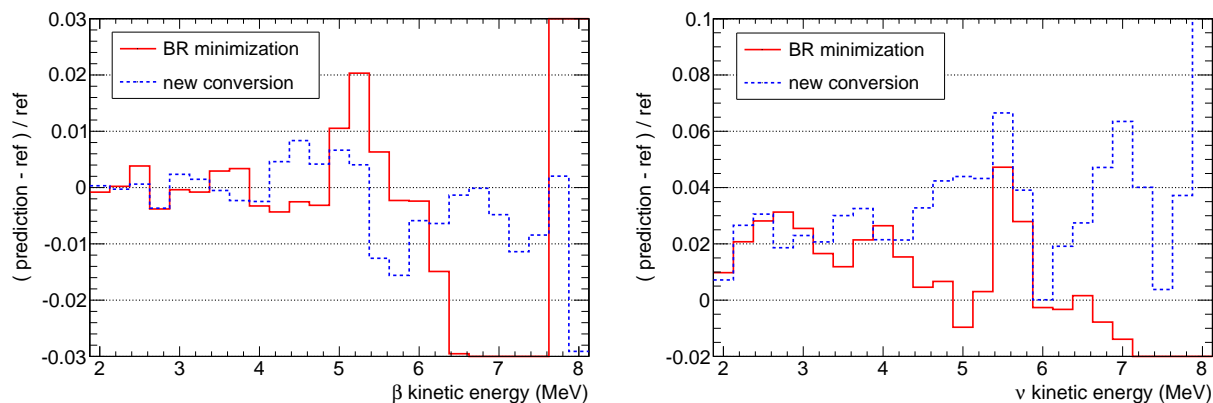


FIGURE 5.14 – Comparaison de deux méthodes d’ajustement des données électrons pour ^{235}U . Les résidus électrons obtenus en laissant varier les rapports d’embranchement (courbe pleine rouge) et ceux obtenus précédemment par l’ajustement avec branches β virtuelles (courbe en tirets bleue) sont montrés sur la partie de gauche. Les résidus $\bar{\nu}_e$ correspondant sont représentés sur la partie de droite avec les mêmes conventions.

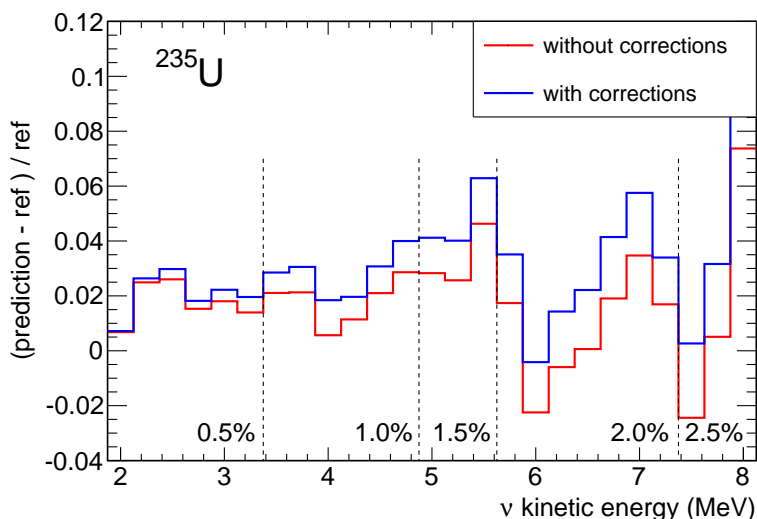


FIGURE 5.15 – Résidus $\bar{\nu}_e$ obtenus avec notre méthode d’ajustement basée sur l’utilisation de branches β virtuelles. La courbe rouge correspond à une prédiction dans laquelle les corrections de taille finie sont supposées nulles et la courbe bleue à une prédiction avec traitement complet de ces erreurs. Les écarts relatifs entre les résidus sont indiqués et servent d’estimation de l’erreur associée.

Energie cinétique (MeV)	Résidus β (%)	$N_{\bar{\nu}_e}$ (per fission)	Erreur ΔN_ν en % (68 % C.L.)			Résidus $\bar{\nu}_e$ (%)
			Corr.	Conv.	Totale	
2,00	0,03	1,31	0,5	1,0	2,2	0,72
2,25	-0,03	1,11	0,5	1,0	2,2	2,64
2,50	0,07	$9,27 \times 10^{-1}$	0,5	1,0	2,2	2,98
2,75	-0,35	$7,75 \times 10^{-1}$	0,5	1,0	2,2	1,82
3,00	0,24	$6,51 \times 10^{-1}$	0,5	1,0	2,2	2,22
3,25	0,14	$5,47 \times 10^{-1}$	0,5	1,0	2,2	1,96
3,50	-0,06	$4,49 \times 10^{-1}$	1,0	1,0	2,3	2,85
3,75	-0,22	$3,63 \times 10^{-1}$	1,0	1,0	2,3	3,06
4,00	-0,19	$2,88 \times 10^{-1}$	1,0	1,0	2,3	1,84
4,25	0,52	$2,27 \times 10^{-1}$	1,0	1,5	2,5	1,96
4,50	0,89	$1,77 \times 10^{-1}$	1,0	1,5	2,5	3,07
4,75	0,46	$1,37 \times 10^{-1}$	1,0	1,5	2,5	4,00
5,00	0,70	$1,09 \times 10^{-1}$	1,5	1,5	2,8	4,12
5,25	0,43	$8,54 \times 10^{-2}$	1,5	1,5	2,8	4,01
5,50	-1,24	$6,56 \times 10^{-2}$	1,5	3,0	3,8	6,29
5,75	-1,56	$4,99 \times 10^{-2}$	2,0	3,0	4,1	3,51
6,00	-0,59	$3,68 \times 10^{-2}$	2,0	3,0	4,1	-0,41
6,25	-0,62	$2,74 \times 10^{-2}$	2,0	3,0	4,1	1,43
6,50	-0,08	$2,07 \times 10^{-2}$	2,0	3,0	4,1	2,21
6,75	0,09	$1,56 \times 10^{-2}$	2,0	3,0	4,1	4,14
7,00	-0,27	$1,11 \times 10^{-2}$	2,0	3,0	4,1	5,75
7,25	-0,90	$6,91 \times 10^{-3}$	2,0	3,0	4,1	3,40
7,50	-0,93	$4,30 \times 10^{-3}$	2,5	3,0	4,3	0,27
7,75	-0,14	$2,78 \times 10^{-3}$	2,5	3,0	4,4	3,16
8,00	-1,18	$1,49 \times 10^{-3}$	2,5	3,0	4,7	9,83

TABLE 5.4 – Résultats de la nouvelle procédure de conversion pour ^{235}U . Les résidus électrons entre nos prédictions et les données de l'ILL sont donnés en pourcent à titre d'indication de la qualité de la procédure de conversion. Le spectre $\bar{\nu}_e$ est normalisé par fission et correspond au spectre obtenu après 12 heures d'irradiation. Les calculs d'erreurs sont détaillés dans le texte. La dernière colonne présente la différence relative entre nos spectres prédits et ceux obtenus précédemment.

Energie cinétique (MeV)	^{239}Pu			^{241}Pu		
	$N_{\bar{\nu}_e}$ (par fission)	$\Delta N_{\bar{\nu}_e}$ (en %, 1σ)	Résidus $\bar{\nu}_e$ (%)	$N_{\bar{\nu}_e}$ (par fission)	$\Delta N_{\bar{\nu}_e}$ (en %, 1σ)	Résidus $\bar{\nu}_e$ (%)
2,00	1,13	2,2	6,05	1,27	2,2	2,43
2,25	$9,19 \times 10^{-1}$	2,2	3,26	1,07	2,2	1,59
2,50	$7,28 \times 10^{-1}$	2,2	2,55	$9,06 \times 10^{-1}$	2,2	4,08
2,75	$6,13 \times 10^{-1}$	2,2	2,26	$7,63 \times 10^{-1}$	2,2	1,70
3,00	$5,04 \times 10^{-1}$	2,2	2,60	$6,39 \times 10^{-1}$	2,2	2,54
3,25	$4,10 \times 10^{-1}$	2,2	3,39	$5,31 \times 10^{-1}$	2,2	2,06
3,50	$3,21 \times 10^{-1}$	2,4	1,25	$4,33 \times 10^{-1}$	2,4	3,03
3,75	$2,54 \times 10^{-1}$	2,4	2,37	$3,51 \times 10^{-1}$	2,4	5,00
4,00	$2,00 \times 10^{-1}$	2,4	5,38	$2,82 \times 10^{-1}$	2,5	4,57
4,25	$1,51 \times 10^{-1}$	2,4	2,25	$2,18 \times 10^{-1}$	2,5	4,01
4,50	$1,10 \times 10^{-1}$	2,4	3,19	$1,65 \times 10^{-1}$	2,6	4,98
4,75	$7,97 \times 10^{-2}$	2,5	0,85	$1,22 \times 10^{-1}$	2,6	3,76
5,00	$6,15 \times 10^{-2}$	2,7	6,73	$9,59 \times 10^{-2}$	2,9	4,20
5,25	$4,68 \times 10^{-2}$	2,7	6,15	$7,36 \times 10^{-2}$	2,9	5,69
5,50	$3,50 \times 10^{-2}$	4,1	0,10	$5,52 \times 10^{-2}$	4,2	5,22
5,75	$2,55 \times 10^{-2}$	4,3	-4,10	$4,01 \times 10^{-2}$	4,4	4,91
6,00	$1,82 \times 10^{-2}$	4,7	2,93	$2,81 \times 10^{-2}$	4,7	1,84
6,25	$1,32 \times 10^{-2}$	4,7	4,76	$2,04 \times 10^{-2}$	4,7	7,71
6,50	$9,82 \times 10^{-3}$	4,9	4,42	$1,50 \times 10^{-2}$	4,9	8,13
6,75	$7,32 \times 10^{-3}$	4,9	5,44	$1,07 \times 10^{-2}$	4,9	6,12
7,00	$5,13 \times 10^{-3}$	6,8	9,55	$7,20 \times 10^{-3}$	5,2	5,39
7,25	$3,15 \times 10^{-3}$	9,0	3,17	$4,47 \times 10^{-3}$	5,2	8,67
7,50	$1,83 \times 10^{-3}$	10,9	1,48	$2,54 \times 10^{-3}$	5,6	-0,16
7,75	$1,03 \times 10^{-3}$	15,6	16,56	$1,65 \times 10^{-3}$	5,6	4,00
8,00	$4,91 \times 10^{-4}$	20,5	-1,75	$9,63 \times 10^{-4}$	7,0	8,16

TABLE 5.5 – Résultats de la nouvelle procédure de conversion pour ^{239}Pu (1,5 jours d'irradiation) et ^{241}Pu (1,8 jours d'irradiation) pour les spectres $\bar{\nu}_e$ - voir les commentaires du tableau 5.4.

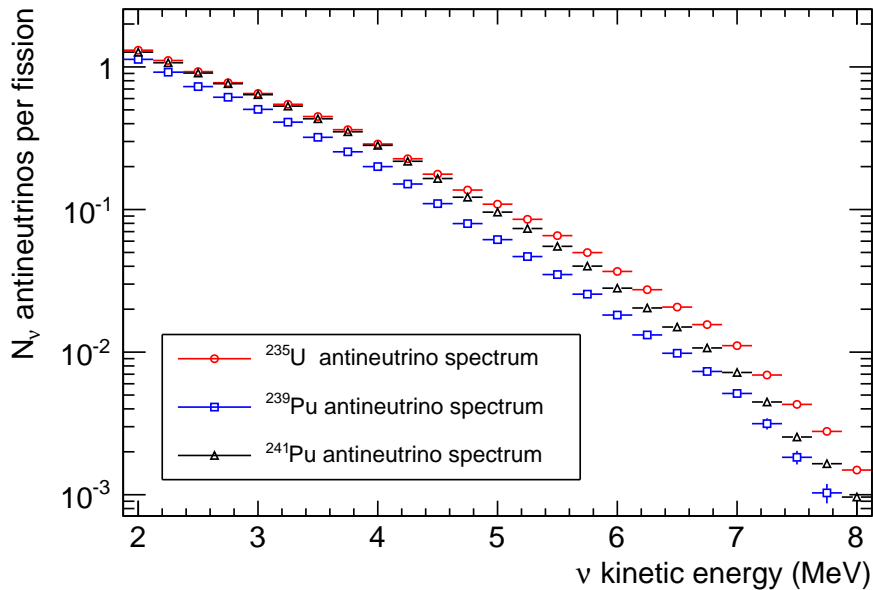


FIGURE 5.16 – Nouveaux spectres antineutrinos du ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu convertis à partir des données électrons de l’ILL. Les erreurs sont tracées avec 68 % de degré de confiance.

β et $\bar{\nu}_e$ de chaque isotope fissile. Nous présentons un calcul de ces effets hors équilibre dont la prise en compte est nécessaire pour l’expérience Double Chooz qui détectera les $\bar{\nu}_e$ des réacteurs de la centrale de Chooz pendant plusieurs cycles complets de fonctionnement.

Pour réaliser ce calcul, nous avons utilisé le code d’évolution FISPACT [101]. La procédure de calcul consiste à simuler l’irradiation d’un échantillon d’isotope fissile k dans un flux de neutron constant équivalent à celui de l’ILL ($\Phi_n = 3,2 \times 10^{14} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) jusqu’à atteindre le temps d’irradiation des mesures électrons de l’ILL. On continue ensuite le processus d’irradiation sous un flux légèrement plus faible, $\Phi_n = 10^{14} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ qui est le flux typique moyen d’un réacteur à eau pressurisée. Le code d’évolution FISPACT réalise l’inventaire des produits de fission ainsi que leur activité pour un pas en temps défini en résolvant les équations de Bateman. Dans l’approximation d’un flux de neutrons constant, le calcul réalisé est exact. Les spectres β et $\bar{\nu}_e$ sont ensuite calculés par approche microscopique en utilisant la base de donnée TAGS + ENSDF. Nous avons déjà montré que cette approche ne permettait pas de reproduire les résultats de l’ILL. Cependant, la seule quantité qui nous intéresse est le changement relatif d’un spectre par rapport aux mesures de l’ILL, nous supposons que cette quantité est très peu sensible aux différences entre les prédictions microscopique et les données de l’ILL.

Les résultats du calcul d’évolution sont présentés sur la figure 5.17 pour ^{235}U . L’accumulation de produits de fission à longue durée de vie induit un écart positif entre les prédictions à plus long temps d’irradiation et les mesures de l’ILL. Les corrections à apporter aux spectres β et $\bar{\nu}_e$ de l’ILL sont significatives pour la gamme basse énergie mais deviennent négligeables après 3,5 MeV. Les valeurs de ces corrections sont présentées dans le tableau 5.6.

Nous avons pu vérifier que pour des temps d'irradiation très longs, les calculs de FISPACT reproduisent les rendements de fission cumulés de la base de données JEFF-3.1.1 ce qui a permis la validation de la procédure.

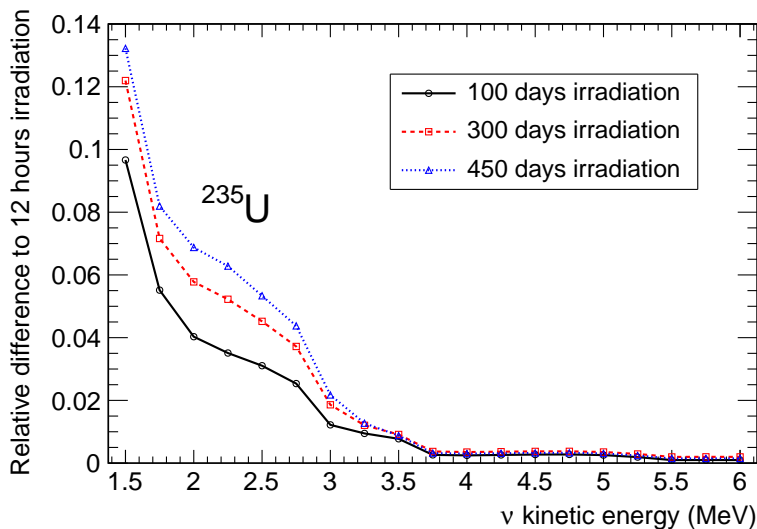


FIGURE 5.17 – Variation relative comparativement à 12 heures du spectre antineutrino de ^{235}U pour différents temps d'irradiation de 100 jours (courbe pleine noire), 300 jours (courbe en tirets rouge) et 450 jours (courbe en pointillés bleue).

	^{235}U			^{239}Pu			^{241}Pu		
E_e (MeV)	100 d	300 d	450 d	100 d	300 d	450 d	100 d	300 d	450 d
2,0	3,6	5,1	6,0	2,2	6,3	-	2,0	6,0	-
2,5	2,5	3,5	4,0	1,5	4,4	-	1,4	4,3	-
3,0	1,1	1,5	1,6	0,8	2,3	-	0,8	2,2	-
3,5	0,5	0,6	0,6	0,4	1,0	-	1,0	0,9	-
4,0	0,3	0,3	0,3	0,3	0,6	-	0,3	0,5	-
E_ν (MeV)	100 d	300 d	450 d	100 d	300 d	450 d	100 d	300 d	450 d
2,0	5,5	7,2	8,2	3,1	7,4	-	2,8	7,0	-
2,5	3,5	5,2	6,3	2,1	6,8	-	2,0	6,5	-
3,0	2,5	3,7	4,4	1,6	4,8	-	1,5	4,7	-
3,5	0,9	1,2	1,3	0,8	2,2	-	0,7	2,1	-
4,0	0,3	0,3	0,3	0,3	0,7	-	0,3	0,6	-

TABLE 5.6 – Évolution relative (en %) des spectres électrons et antineutrinos de ^{235}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu comparativement aux spectres de l'ILL (respectivement 12 heures, 1,5 jours et 1,8 jours) calculée avec le code d'évolution FISPACT.

5.6 Bilan des prédictions des spectres $\bar{\nu}_e$ pour l'expérience Double Chooz

Avec les résultats de la nouvelle procédure de conversion et la prise en compte des effets hors-équilibre, nous avons tous les ingrédients pour pouvoir prédire les spectres des isotopes fissiles pour l'expérience Double Chooz. L'ensemble des résultats obtenus, ainsi les données d'entrée fournies par EDF et les résultats des codes de réacteurs pour la détermination du nombre de fissions de chaque isotope fissile seront stockés au centre de calcul de Lyon (CCIN2P3) sous la forme d'une base de donnée au format mySQL [115] développée par nos soins. La collaboration aura accès au spectres émis par les réacteurs, à l'aide de simple macros ROOT, pour n'importe temps d'acquisition spécifié.

L'ensemble des résultats montrés jusqu'alors concerne les spectres émis par les réacteurs. Il nous semble également important de montrer résultats obtenus en multipliant par la section efficace de la réaction β inverse en considérant une efficacité de détection de 100 % (figure 5.18). Les niveaux d'incertitude totale ainsi que les différences de forme et de normalisation des spectres des isotopes fissiles sont ainsi mis en exergue. Le nombre de $\bar{\nu}_e$ émis par ^{239}Pu est bien plus faible que celui émis par ^{235}U et la figure montre donc la nécessité de la prise en compte de l'effet de burn-up déjà discuté dans le chapitre 3.

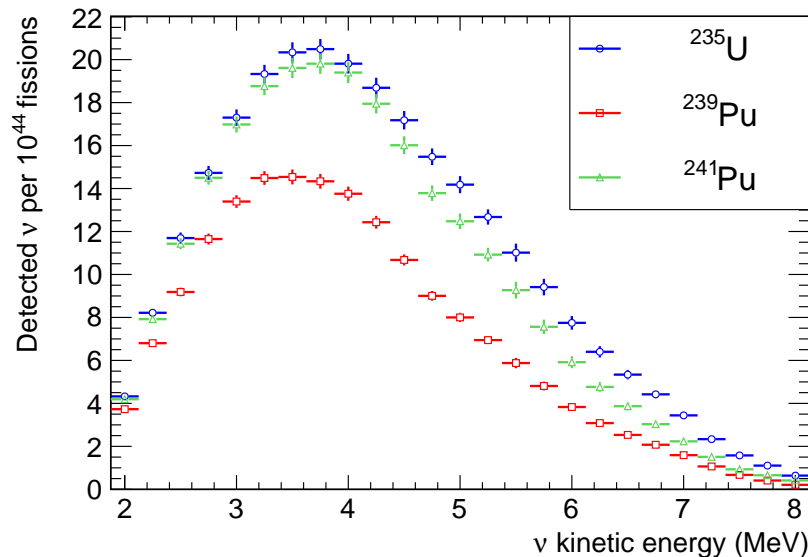


FIGURE 5.18 – Spectres antineutrinos du ^{235}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu détectés en supposant une efficacité de détection de 100 %. Les erreurs sont tracées à 68 % de degré de confiance.

5.7 Impact sur les résultats des expériences précédentes

Les expériences de recherche d'oscillation d'antineutrinos auprès de réacteurs ont utilisé les spectres des isotopes fissiles de l'ILL pour pouvoir calculer le spectre $\bar{\nu}_e$ total en énergie émis. Une augmentation de +3 % en normalisation des spectres de l'ILL a donc une conséquence sur les résultats publiés. Un travail de réanalyse des données des deux expériences les plus sensibles à la valeur de θ_{13} , l'expérience CHOOZ [21] et l'expérience KamLAND [18], est actuellement en cours pour pouvoir évaluer l'impact d'une telle modification sur les résultats publiés notamment sur la valeur de θ_{13} . Nous présentons dans la suite et de façon qualitative les effets induits par les nouvelles prédictions des spectres de référence dans l'attente des futurs résultats du travail de réanalyse.

5.7.1 Impact sur les résultats de l'expérience CHOOZ

Nous avons déjà discuté dans le chapitre 2 du résultat négatif de l'expérience CHOOZ qui fournit la plus forte contrainte à une seule expérience sur la valeur de l'angle de mélange,

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0,15 \text{ (90 \% C.L.)} \quad \text{pour} \quad \Delta m_{31}^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \quad (5.23)$$

qui découle de la compatibilité avec l'unité du rapport entre le nombre total d'événements $\bar{\nu}_e$ détectés et le nombre total d'événements attendus dans l'hypothèse d'une oscillation nulle

$$R = \frac{N^{\text{observed}}}{N_{\text{no osc}}^{\text{expected}}} = 1,01 \pm 2,8 \text{ \% (stat.)} \pm 2,7 \text{ \% (syst.)} \quad (5.24)$$

représenté sur la figure 5.19.

Une augmentation de la normalisation de 3 % du spectre $\bar{\nu}_e$ émis par les réacteurs conduit à une augmentation de la normalisation du spectre positron de 3 % sur la figure 5.19 et donc à une diminution du rapport de 3 % soit $R = 0,98$. La nouvelle prédiction des spectres $\bar{\nu}_e$ conduit donc à ramener la valeur du rapport R dans un domaine physique ($R \leq 1$) et favorise donc une valeur de θ_{13} positive. L'effet est faible statistiquement, de l'ordre de 1σ . Comme les erreurs associées aux spectres $\bar{\nu}_e$ dans les nouvelles prédictions sont compatibles avec celle utilisées précédemment, la sensibilité de l'expérience ne change pas mais un biais est corrigé. Il est évident qu'une simple analyse en normalisation ne suffit pas et que l'on doit également tenir compte de l'impact du changement de forme du spectre $\bar{\nu}_e$ même s'il est faible.

5.7.2 Impact sur les résultats de l'expérience KamLAND

Les résultats obtenus par l'expérience KamLAND favorisent une valeur de θ_{13} légèrement positive. Comme pour les résultats de l'expérience CHOOZ, une modification des spectres $\bar{\nu}_e$ de référence implique une légère augmentation de la meilleure valeur ajustée de θ_{13} . L'impact

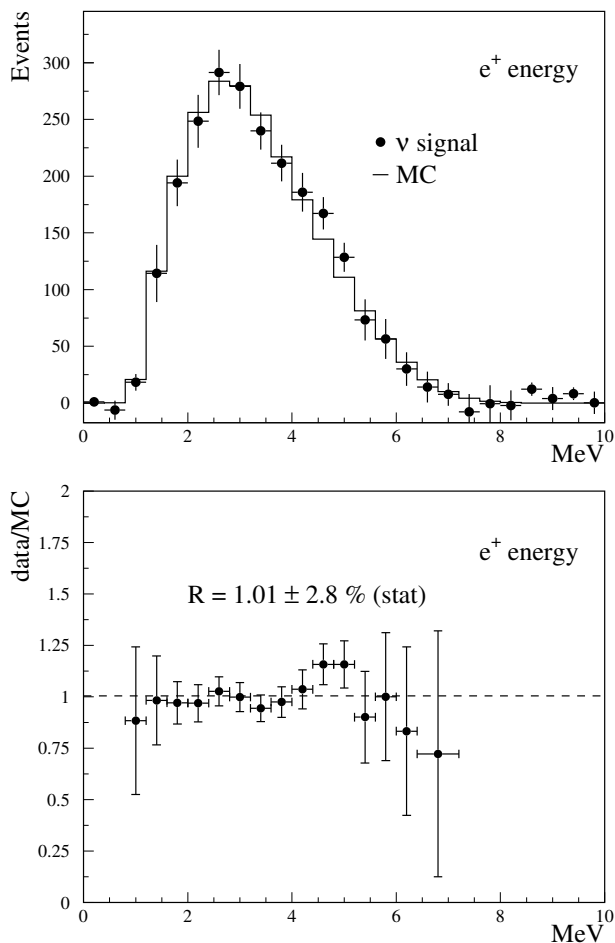


FIGURE 5.19 – En haut : comparaison entre le spectre en énergie des positrons attendu dans l’hypothèse “sans oscillation” (histogramme noir) et le spectre mesuré (points noirs). En bas : rapport R d’événements mesurés sur attendus. Les erreurs représentées sont statistiques [21].

exact sera déterminé précisément très prochainement. Il est cependant important de parler de la légère “tension” entre les résultats des expériences des neutrinos solaires et les résultats de l’expérience KamLAND. Les meilleures valeurs ajustées des angles de mélange θ_{12} et θ_{13} sont en léger conflit entre-elles et avec les résultats de l’analyse globale (voir figure 5.20).

Nous avons vu dans le chapitre 2 que la probabilité de survie des $\bar{\nu}_e$ pour l’expérience KamLAND ($L = 175$ km) peut s’écrire :

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \sim 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{13} - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right). \quad (5.25)$$

En supposant $\theta_{13} = 0$ on obtient :

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \sim 1 - \sin^2 2\theta_{12}^{(0)} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \quad (5.26)$$

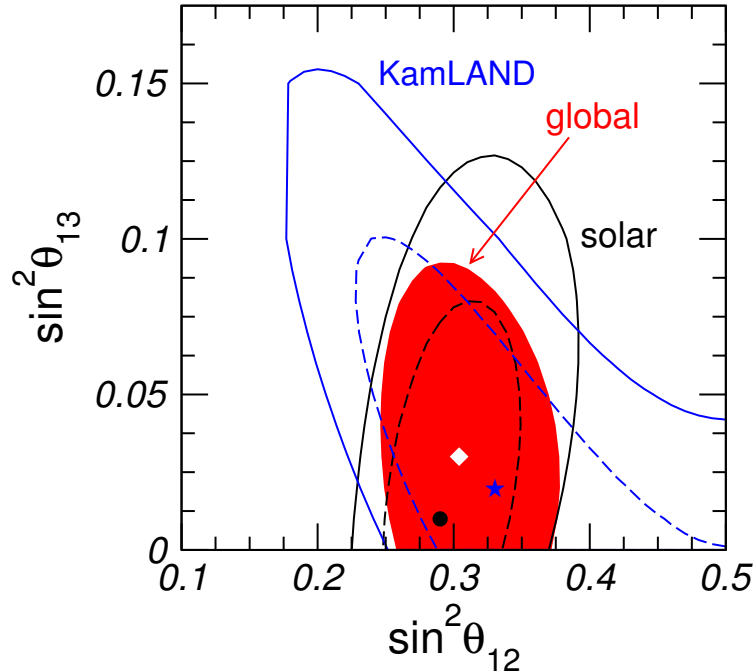


FIGURE 5.20 – Régions autorisées dans le plan $(\sin^2 \theta_{12}, \sin^2 \theta_{13})$ à 90 % et 99,73 % de confiance pour les expériences de neutrinos solaires, KamLAND et à 99,73 % de degré de confiance pour l’analyse globale. La valeur de Δm_{21}^2 est fixée à son meilleur ajustement. Le point, l’étoile et le diamant montre respectivement les meilleurs ajustements des données solaires, de KamLAND et de l’analyse globale [44].

où l’on a noté $\theta_{12}^{(0)}$ la valeur obtenue pour $\theta_{13} = 0$. Si l’on cherche à rendre les expressions de probabilité de survie (5.25) et (5.26) égales en conservant une même valeur de Δm_{21}^2 , il est évident que :

$$\sin^2 2\theta_{12}^{(0)} > \sin^2 2\theta_{12} \quad (5.27)$$

Il y a donc une anti-corrélation entre les valeurs de θ_{12} et θ_{13} .

En ce qui concerne la probabilité de survie des ν_e solaires, on peut écrire l’expression dans un cadre à trois saveurs en fonction de la probabilité obtenue dans un cadre à deux saveurs :

$$P_{3 \times 3}(\nu_e \rightarrow \nu_e) = \cos^4 \theta_{13} P_{2 \times 2}(\nu_e \rightarrow \nu_e) + \sin^4 \theta_{13}. \quad (5.28)$$

En écrivant $\theta_{12}^{(0)}$ la valeur de l’angle de mélange obtenue pour $\theta_{13} = 0$, il est évident que pour garder la probabilité égale dans le cas $\theta_{13} > 0$ avec une même valeur de Δm_{21}^2 il faut :

$$\sin^2 2\theta_{12}^{(0)} < \sin^2 2\theta_{12} \quad (5.29)$$

Il y a donc une corrélation positive entre les valeurs de θ_{12} et θ_{13} .

Une valeur positive de θ_{13} qui peut être obtenue dans l’analyse des données de KamLAND avec les nouvelles prédictions des spectres $\bar{\nu}_e$ va donc dans le sens de diminuer (voir éventuellement de supprimer) la “tension” entre les meilleurs ajustements des expériences de ν_e solaires et de $\bar{\nu}_e$ de réacteurs.

Chapitre 6

Détermination du nombre de protons cible

A small error in the former will produce an enormous error in the latter.

Henri Poincaré

6.1 Introduction

Le succès de l'expérience Double Chooz repose sur la capacité à construire deux détecteurs identiques pour réduire au maximum les erreurs systématiques qui limitent la sensibilité à la valeur de l'angle de mélange θ_{13} . Dans ce contexte, la connaissance du nombre de protons cible, c'est-à-dire la connaissance de la normalisation des détecteurs, est l'un des paramètres clés. Le but fixé par la collaboration Double Chooz est d'atteindre un niveau d'erreur systématique relative totale de 0,6 %. Pour obtenir ce niveau, une limite sur la connaissance relative du nombre de protons cible à 0,2 % est requise.

Ce chapitre est dédié à la détermination du nombre de protons contenus dans le liquide cible. Cependant, la détection d'une interaction neutrino dans notre détecteur est basée sur l'observation de la coïncidence des signaux induits par l'annihilation e^+e^- puis par la capture du neutron sur un atome de gadolinium. Comme le neutron possède un parcours non nul avant capture, le liquide cible seul ne définit pas intégralement le volume fiduciel de l'expérience. Certaines interactions de neutrinos dans l'acrylique cible ainsi que dans l'enceinte γ -catcher à proximité de l'enceinte cible ne pourront pas être distinguées d'interactions "standard" au cours de l'analyse. Ces phénomènes de bords seront traités en détail dans le chapitre 7.

Afin de réaliser cet objectif, différentes méthodes de mesure de masse et de volume ont été testées. Après comparaison des performances des différents systèmes de mesure, nous avons opté pour le choix d'une mesure de pesée [116]. C'est en effet ce type de mesure qui est le mieux adapté au remplissage séquentiel de notre détecteur. Le principe en est extrêmement simple : il s'agit de peser un réservoir dédié rempli de liquide cible, avant

et après remplissage du détecteur. La différence des deux mesures de masse donne accès à la masse totale de liquide cible introduit dans le détecteur. Puisque la détermination de la masse de liquide cible introduite dans le détecteur est basée sur une différence de deux masses, la plupart des erreurs systématiques liées au système de pesée sont annulées. Cet avantage fondamental est développé dans ce qui suit. Pour la seconde phase de l'expérience seule l'erreur relative entre les masses mesurées au détecteur proche et au détecteur lointain importe et l'utilisation d'un unique système de pesée garantira les objectifs fixés.

La détermination du nombre de protons cible à partir d'une mesure de masse repose sur une connaissance de la composition chimique du liquide cible. La première phase de l'expérience débutera avec le seul détecteur lointain. C'est pourquoi, les incertitudes liées à la composition chimique ainsi que celle liées à la détermination de la masse de liquide devront être prises en compte. Les détecteurs proche et lointain seront remplis d'une préparation unique du même liquide scintillant et stockés dans des conditions les plus similaires possibles. On s'affranchira donc, pour la deuxième phase de l'expérience, de toute source d'incertitude liée à la composition chimique. L'incertitude systématique restante sera uniquement celle liée à la mesure de pesée proprement dite.

Nous présentons dans la suite un protocole permettant la détermination de la masse de liquide cible ainsi que de la masse de liquide de l'ensemble cible et cheminée à une précision relative inférieure à 0,2 % en insistant sur le rôle clé de la connaissance de la température à la fois pendant la mesure initiale de la masse de liquide introduite dans le détecteur mais également dans le suivi de l'évolution du nombre de protons cible lors des cinq années prévues de prise de données.

6.2 Composition chimique du liquide cible de Double Chooz

Le liquide cible de Double Chooz est composé d'un mélange de 20 % de PXE (phénylxylyléthane $C_{16}H_{18}$, molécule scintillante composée de deux cycles benzéniques) et de 80 % de dodécane, alcane de formule chimique $C_{12}H_{26}$. Ce liquide est dopé à un niveau de 1 g/l de Gadolinium sous la forme d'un complexe $Gd(thd)_3$ (tris-[2,6-tetraméthyl-3,5-heptanedione], $C_{33}H_{60}O_6Gd$) permettant la solubilité du Gadolinium dans le liquide. La stabilité du liquide est également assurée par l'adjonction de tétrahydrofurane (C_4H_8O). Enfin, la physique de l'expérience impose l'utilisation de décaleurs de longueur d'onde pour pouvoir fonctionner dans le régime optimal des photomultiplicateurs. Il s'agit de deux molécules différentes : le PPO (2,5-Diphényloxazole, $C_{15}H_{11}NO$) ainsi que le Bis-MSB (1,4-bis[2-méthylstyril]benzène, $C_{24}H_{22}$). La densité finale du liquide est de $0,80 \text{ g.cm}^{-3}$. Le tableau 6.1 présente la composition moléculaire du liquide cible.

La détermination du nombre de protons cible, c'est-à-dire le nombre d'atomes d'hydrogène, de l'expérience Double Chooz à partir d'une mesure de masse nécessite au préalable de déterminer la composition atomique du liquide scintillant. Cette détermination est présentée

Molécule	Masse atomique	Quantité	Densité	Molécules (cm ⁻³)
PXE	210,31	20 %	0,99 g.cm ⁻³	5,67 × 10 ²⁰
Dodécane	170,33	80 %	0,75 g.cm ⁻³	2,12 × 10 ²¹
PPO	221,25	7	g/l	1,91 × 10 ¹⁹
Bis-MSB	310,43	0,02	g/l	3,88 × 10 ¹⁶
Gd(thd) ₃	707,05	4,5	g/l	3,82 × 10 ¹⁸
Tetrahydrofurane	72,11	0,5 %	0,89 g.cm ⁻³	3,71 × 10 ¹⁹

TABLE 6.1 – Composition moléculaire du liquide cible de Double Chooz.

dans le tableau 6.2.

On peut décomposer la masse totale M_{tot} du liquide cible comme la contribution de tous les atomes entrant dans sa composition :

$$M_{\text{tot}} = m_{\text{H}}N_{\text{H}} + m_{\text{C}}N_{\text{C}} + m_{\text{N}}N_{\text{N}} + m_{\text{O}}N_{\text{O}} + m_{\text{Gd}}N_{\text{Gd}} \quad (6.1)$$

où les m_i représentent la masse atomique et les N_i le nombre total d'atomes i mis en jeu. On a donc une relation directe entre la masse de liquide mesurée et le nombre de protons cible si l'on connaît la composition du liquide scintillant, où plus précisément l'abondance de chaque élément par rapport à l'hydrogène :

$$N_{\text{H}} = (m_{\text{H}} + m_{\text{C}} \frac{N_{\text{C}}}{N_{\text{H}}} + m_{\text{N}} \frac{N_{\text{N}}}{N_{\text{H}}} + m_{\text{O}} \frac{N_{\text{O}}}{N_{\text{H}}} + m_{\text{Gd}} \frac{N_{\text{Gd}}}{N_{\text{H}}})^{-1} \times M_{\text{tot}} \quad (6.2)$$

L'incertitude estimée sur le rapport $N_{\text{C}}/N_{\text{H}} = 0,53$ par l'équipe allemande du MPIK Heidelberg est de 0,8 %. Or dans l'équation (6.2), c'est la source d'incertitude dominante puisque les autres rapport N_i/N_{H} sont d'au moins trois ordres de grandeur plus faibles. L'incertitude sur la composition du liquide cible peut être résumée comme une incertitude sur la valeur du coefficient de proportionnalité entre N_{H} et M_{tot} . En prenant comme unique erreur celle provenant du rapport $N_{\text{C}}/N_{\text{H}}$, on obtient :

$$N_{\text{H}} = (8,12 \pm 0,06) \times 10^{22} M_{\text{tot}} \quad (6.3)$$

avec M_{tot} la masse totale de liquide cible exprimée en gramme.

6.3 Le système de mesure de pesée

La détermination de la masse du liquide cible est réalisée par l'intermédiaire d'un système de trois capteurs de force installés sous un réservoir de pesée dédié qui contient un volume légèrement supérieur (environ 11 m³) au volume nécessaire au remplissage de la cible de 10,21 m³.

Les capteurs de force sont des modèles SB5-C3-50kN de marque FLINTEC [117] (voir figure 6.1). Les données de ces capteurs sont cumulées par un conditionneur puis affichées,

Molécule	H	C	N	O	Gd
PXE	$1,02 \times 10^{22}$	$9,07 \times 10^{22}$	-	-	-
Dodécane	$5,52 \times 10^{22}$	$2,55 \times 10^{22}$	-	-	-
PPO	$2,10 \times 10^{20}$	$2,86 \times 10^{20}$	$1,91 \times 10^{19}$	$1,91 \times 10^{19}$	-
Bis-MSB	$8,54 \times 10^{17}$	$9,31 \times 10^{17}$	-	-	-
Gd(thd) ₃	$2,29 \times 10^{20}$	$1,26 \times 10^{20}$	-	$2,29 \times 10^{19}$	$3,82 \times 10^{18}$
Hydrofurane	$2,97 \times 10^{20}$	$1,49 \times 10^{20}$	-	$3,71 \times 10^{19}$	-
TOTAL	$6,61 \times 10^{22}$	$3,51 \times 10^{22}$	$1,91 \times 10^{19}$	$7,91 \times 10^{19}$	$3,82 \times 10^{18}$

TABLE 6.2 – Composition atomique calculée par cm³ du liquide cible de Double Chooz.

en kilogrammes, sur un écran. Le système de trois capteurs doit être monté avec soin en assurant l'horizontalité du plan de mesure. Une inclinaison du plan de mesure conduit à une erreur proportionnelle au cosinus de l'angle. Puisque l'on veut que l'erreur introduite par une inclinaison sur la mesure de masse soit très petite devant 0,2 %, il faut que celle-ci soit très petite devant 3°. Un système de trois plaques métalliques réglables (une pour chaque capteur) permet de contrôler l'inclinaison à hauteur de 0,1°. Le système mis au point possède une résolution de 1 kg sur une gamme allant de 1 à 15 t avec une précision de 0,01 % en masse. La résolution sera améliorée au niveau de 0,5 kg par l'utilisation d'une tare de 0,5 kg. En effet, puisque la résolution de l'affichage est de 1 kg, une masse comprise entre 1,5 et 2,5 kg sera affichée comme valant 2 kg. Si l'on utilise une tare de 0,5 kg, on peut voir si l'affichage change vers la valeur 3 kg ou reste inchangée. Si la valeur affichée ne change pas, la masse initiale est comprise entre 1,5 et 2,0 kg. Dans le cas contraire, elle est comprise entre 2,0 et 2,5 kg. Le système décrit ci-dessus est fiable et a été utilisé pendant de janvier à juin 2010 par l'équipe allemande du MPIK Heidelberg, avec une interface dédiée, pour des mesures de masse des différents composés chimiques constituant les liquides de Double Chooz.

Le réservoir de pesée d'une hauteur de 3,2 m s'interface facilement avec les trois capteurs de force et possède un système permettant de le déplacer à l'aide d'un transpalette ou bien en utilisant un pont roulant. Une photographie de ce réservoir ainsi qu'un dessin technique sont présentés sur la figure 6.2.

6.4 Protocole de la mesure de pesée

6.4.1 Stockage du liquide cible et mesure de la tare du système

Avant tout remplissage du réservoir de mesure de pesée et toute connexion de celui-ci au système de remplissage DFOS (Detector Fluid Operating System), on réalise une mesure de la tare M_{tare} du système de pesée. La connaissance de la tare du système n'est pas essentielle pour obtenir le résultat final puisque les résultats seront toujours obtenus par soustraction.



FIGURE 6.1 – À gauche : photographie d'un des trois capteurs de force FLINTEC SB5-C3-50kN. On peut apercevoir la plaque métallique et le système de trois vis permettant d'assurer le réglage de la planéité. À droite : lecture de la somme cumulée des trois masses sur l'écran d'affichage.

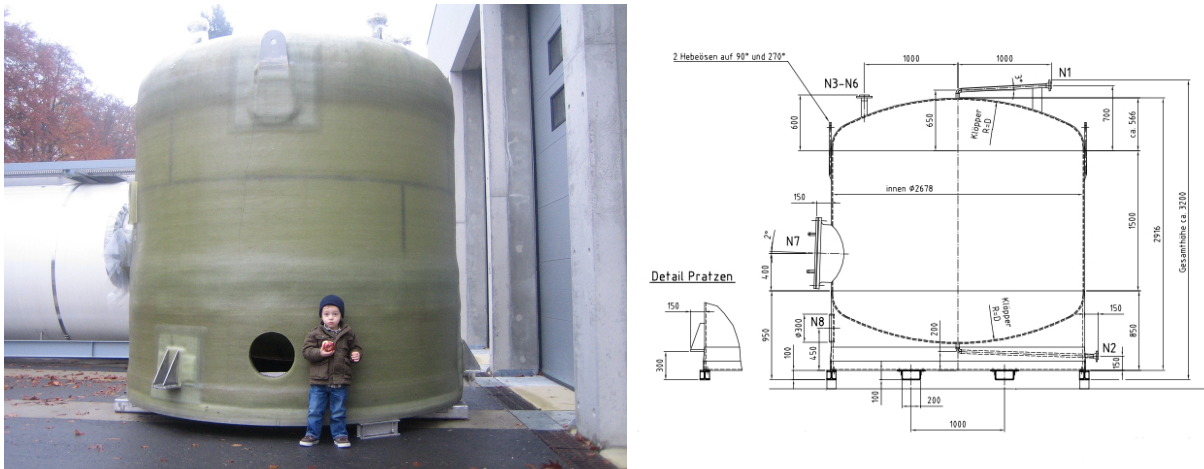


FIGURE 6.2 – Photographie et dessin technique du réservoir dédié à la mesure de pesée.

Cependant l'information est utile pour s'assurer de la cohérence des différentes mesures mises en place pendant les phases du remplissage. Une moitié du volume total du liquide cible est stockée dans un bâtiment en surface. Ce bâtiment n'étant ni très bien isolé ni chauffé, ni refroidi, la température de la pièce T_{ext} varie au gré de la météorologie locale. L'autre moitié du liquide est quant à elle importée directement dans le réservoir de pesée.

6.4.2 Remplissage du réservoir de pesée et mesure de la masse initiale de liquide M_0

Le réservoir de pesée est installé au centre du laboratoire neutrino (voir figure 6.3) et placé dans un bac de rétention souple. Le remplissage complet du réservoir de pesée (puis celui des différents volumes du détecteur) est placé sous la responsabilité de l'équipe allemande de Munich-Heidelberg. Il se fait à partir du bâtiment de stockage des liquides via un tuyau en téflon d'environ 200 m de long appelé "trunk line". Le remplissage du réservoir de pesée est réalisé sous atmosphère d'azote puisque le liquide cible ne doit jamais être exposé à l'air ambiant en raison de la dégradation de la qualité du liquide scintillant par l'oxygène. La température nominale de fonctionnement du détecteur a été fixée à 14°C. Le liquide cible est en partie thermalisé pendant la descente de la galerie menant au laboratoire neutrino de Double Chooz puis dans le réservoir de pesée.

Une fois que le liquide cible a atteint sa thermalisation, on déconnecte tous les tuyaux fixés au réservoir de pesée. Cette étape de déconnexion n'est pas essentielle puisque tous les résultats s'obtiendront par soustraction (principe de mesure relative). Cependant, il faut s'assurer que le bilan des forces s'exerçant sur le réservoir de pesée ne varie pas au cours des différentes phases du remplissage. Une déconnexion complète de tous les tuyaux du système permet de s'affranchir de ce phénomène. On réalise alors une mesure de pesée de la masse initiale M_0 . Il est important de souligner que cette mesure de masse comprend, en plus de la masse totale de liquide, les masses du réservoir à vide ainsi que la masse du volume d'azote du réservoir. La poussée d'Archimède de l'air sur le réservoir s'oppose à son poids. On n'aura à tenir compte de la masse du réservoir à vide et de la poussée d'Archimède qui s'annuleront dans la différence de masse compte tenu que le volume extérieur au réservoir ne change jamais.

6.4.3 Remplissage et détermination de la masse cible M_T

Une fois la mesure de masse initiale M_0 effectuée, le remplissage de la cible peut commencer. Le réservoir de pesée est connecté au système DFOS qui permet le remplissage du détecteur. En ce qui concerne la partie strictement dédiée au remplissage de la cible, le DFOS peut être vu comme un système composé d'un réservoir intermédiaire de 85 l relié d'une part au réservoir de pesée et d'autre part au fond de la cible par deux tuyaux en téflon de diamètre respectif 3/4 de pouce ($\sim 1,9$ cm) et 1/4 de pouce ($\sim 0,6$ cm). La longueur estimée de ces tuyaux est de 7,5 m (soit un volume de 0,23 l) pour le tuyau de remplissage du détecteur

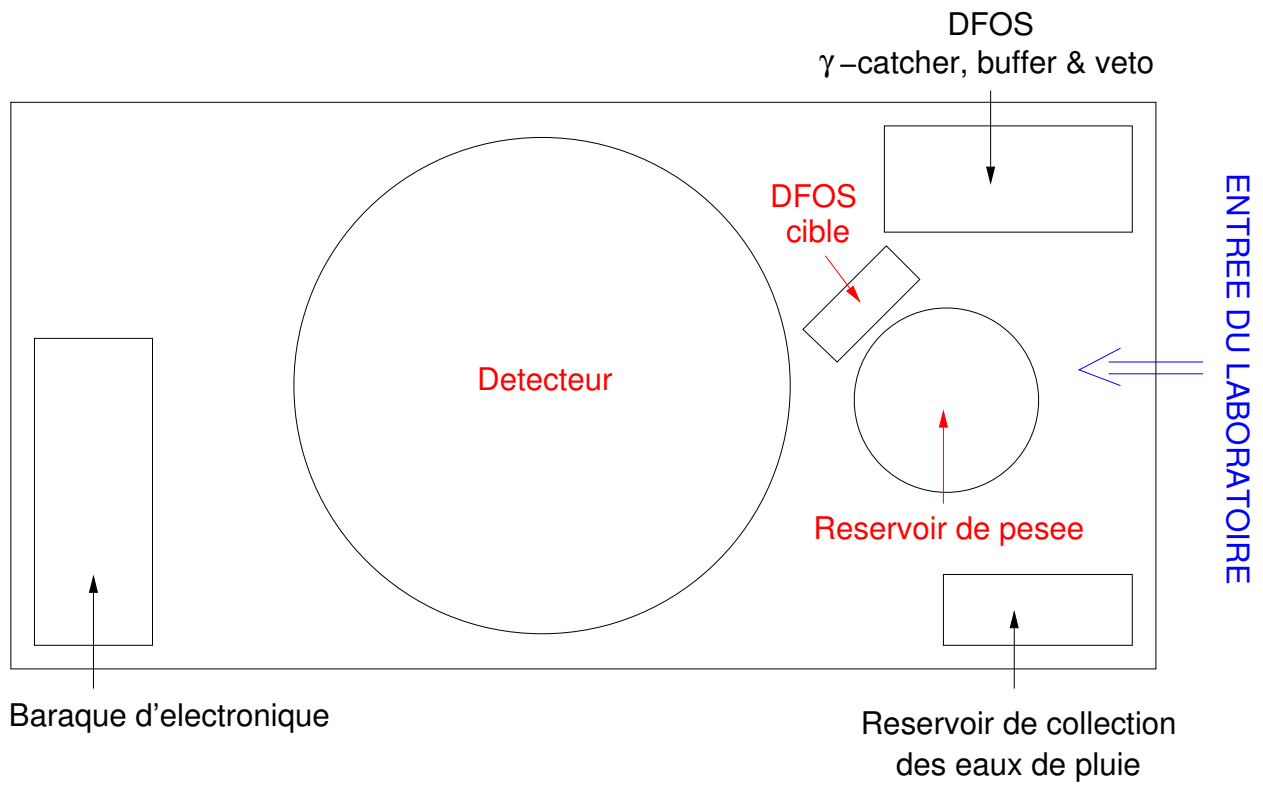


FIGURE 6.3 – Schéma de principe de l'état du laboratoire neutrino pendant la phase de remplissage des liquides. Les éléments concernant la mesure de pesée sont indiqués en rouge.

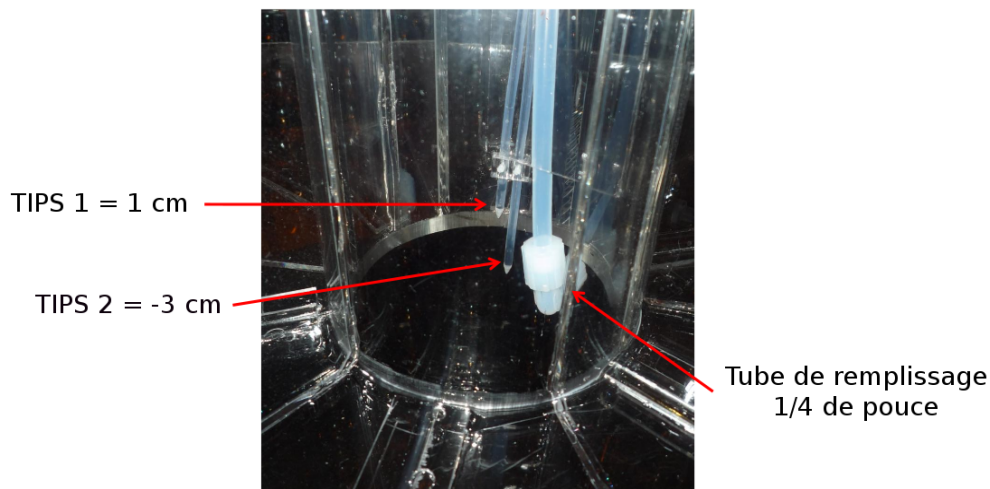


FIGURE 6.4 – Sondes de mesures des différents niveaux d'arrêt du remplissage.

et de 5 m (soit un volume de 1,42 l) pour le tuyau reliant les réservoirs intermédiaire et de pesée. Le réservoir intermédiaire contient un volume équivalent à celui que représente 2 cm de liquide dans l'enceinte cible. Si pour une raison ou une autre, une fuite dans le système de remplissage venait à se produire, le réservoir intermédiaire garantirait que la différence de niveau entre l'enceinte cible et l'enceinte γ -catcher n'induirait pas de contrainte suffisante pour dégrader l'intégrité structurelle du détecteur. Le remplissage du détecteur est donc réalisé de manière séquentielle.

Le remplissage de la cible se poursuit jusqu'à atteindre un niveau de 3 cm avant la cheminée. L'arrêt du remplissage est déterminée par la présence d'une sonde de niveau (voir figure 6.4) dont la position a été contrôlée. Une fois ce niveau atteint, on attend la thermalisation du liquide. Cette thermalisation est contrôlée au moyen d'une canne de mesure de température déployée au centre de la cible selon un axe vertical. La canne de mesure de température est décrite en détail dans la section 6.8. La marge de 3 cm permet de s'assurer que si le liquide se dilate au cours de sa thermalisation, son niveau n'atteigne pas la cheminée. La formule (6.8) permet de calculer la variation maximale de température autorisée, $\Delta T = 12^\circ\text{C}$. Lorsque la thermalisation du liquide est atteinte, on réalise une nouvelle mesure de masse M_1 . Cette mesure n'est pas capitale mais permettra d'avoir une première estimation de la masse cible M_T (voir figure 6.5) comme la différence des masses M_0 et M_1 en tenant compte de la masse d'azote supplémentaire introduite dans le réservoir de pesée. Avant de réaliser la mesure de pesée, on s'assure que le réservoir intermédiaire ainsi que son tuyau de remplissage soient bien vides. Un système de pompage permet de réaliser cette tâche. Dans tous les cas, la connaissance des volumes des tuyaux ainsi que du volume d'azote sera suffisamment précise pour ne pas induire d'erreur systématique supplémentaire pouvant empêcher l'objectif de 0,2 %.

Une fois la mesure de masse effectuée, on complète le niveau de liquide cible jusqu'au

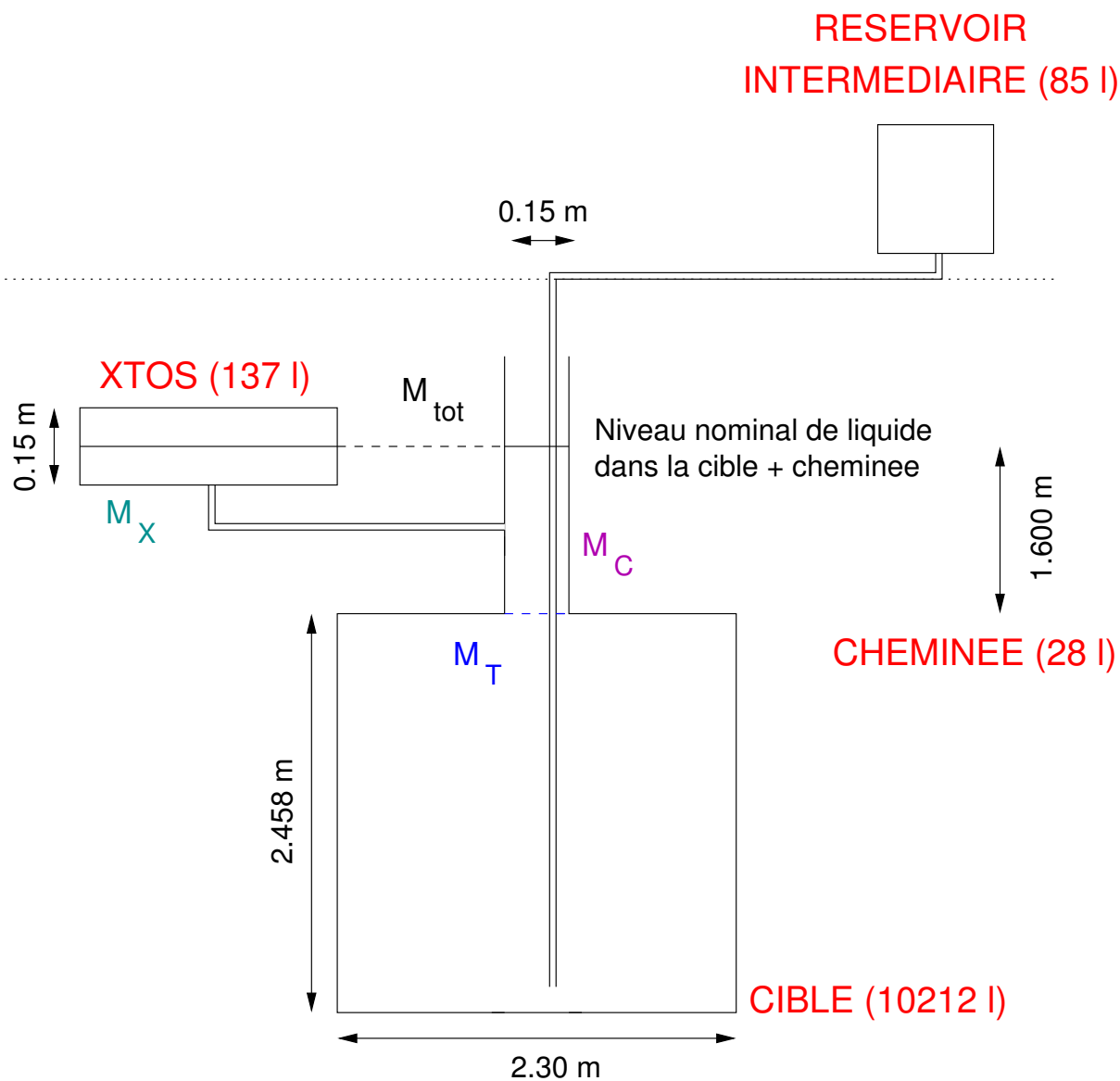


FIGURE 6.5 – Schéma de principe et définition des différents volumes mis en jeu.

niveau de la cheminée dont la position est déterminée par une deuxième sonde de niveau. La position de cette sonde, située à une hauteur de 1 cm dans la cheminée (voir figure 6.4), a été contrôlée. L'incertitude sur la position de la sonde de l'ordre de 5 mm est suffisamment faible pour garantir que le niveau de liquide aura bien atteint la cheminée. En effet, une hauteur de 1 cm de liquide dans la cheminée correspond à un volume d'environ 0,18 l alors qu'une même hauteur dans la cible correspond à un volume d'environ 41,55 l. Si l'on ne s'assure pas que l'on a atteint le niveau de la cheminée, l'incertitude sur le résultat d'une mesure de masse sera supérieure à l'objectif de 0,2 % qui correspond à une erreur d'environ 20 l. L'ajout d'environ 120 l de liquide non thermalisé dans le grand volume thermalisé d'environ 10000 l est sans influence notable et on peut, grâce à cette méthode, considérer que le volume est toujours thermalisé.

Lorsque le niveau est atteint, on arrête le remplissage, on vide les tuyaux de remplissage et le réservoir intermédiaire dans le réservoir de pesée puis on déconnecte celui-ci de la même manière que pour la mesure de la masse M_1 . On peut alors réaliser une nouvelle mesure de masse M_2 du liquide à la température T_0 . La masse de liquide cible $M_T(T_0)$ est obtenue comme la différence des masses mesurées M_0 et M_2 . On n'oubliera pas de corriger cette mesure de la masse d'azote (environ 12 kg) présente dans le réservoir de pesée. Cette valeur se calculera à partir du volume total transféré obtenu par lecture sur un débitmètre tout en tenant compte d'éventuelles différences de pression d'azote entre les deux mesures.

$$M_T(T_0) = M_0 - M_2 + \Delta M_{\text{azote}} \quad (6.4)$$

6.4.4 Remplissage et détermination de la masse de l'ensemble cible et cheminée M_{T+C}

Une fois la détermination de M_T effectuée, le remplissage du détecteur peut recommencer. Celui-ci se poursuit jusqu'au niveau nominal prévu qui correspond à la moitié du volume du vase d'expansion (XTOS) soit un volume de 68,5 l de liquide (voir figure 6.5). Le vase d'expansion permet de compenser les variations de température qui peuvent faire contracter ou dilater le liquide. La variation maximale de hauteur autorisée par le système est de 7,5 cm. Il permet ainsi de maintenir un niveau de liquide quasi constant d'environ 28 l dans la cheminée.

Lorsque ce niveau est atteint on réalise la mesure de pesée finale correspondant à une masse M_3 de liquide à la température T_0 . On utilise la même procédure que pour les mesures de masse précédentes (vidange des tuyaux, déconnexion du réservoir de pesée). La masse de l'ensemble cible + cheminée $M_{T+C}(T_0)$ est obtenue comme la différence de masses mesurées M_0 et M_3 . Il faut corriger cette valeur de la masse contenue dans l'ensemble vase d'expansion et tuyau d'expansion (M_X) ainsi que de la masse d'azote présent dans le réservoir de pesée. La connaissance de la géométrie du tuyau et du vase d'expansion (qui représente environ 70 l au niveau nominal) est suffisante au vu des volumes représentés pour garantir l'objectif

de 0,2 %.

$$M_{T+C}(T_0) = M_0 - M_3 + \Delta M_{\text{azote}} - M_X \quad (6.5)$$

6.5 Mesure de masse par débitmètre à effet Coriolis

Comme le remplissage du détecteur ne peut être réalisé qu'une seule fois pour des raisons de durée ainsi que de certains risques concernant la mécanique du détecteur, la détermination du nombre de protons du liquide cible par mesure de pesée est une étape critique. L'idée est donc d'utiliser un système redondant basé sur un débitmètre à effet Coriolis. Il s'agit d'un débitmètre massique permettant une détermination de la quantité de matière le traversant. Le débitmètre choisi pour équiper le système de remplissage permet une précision de 0,1 à 0,2 %. Un des avantages du débitmètre à effet Coriolis est qu'il mesure une masse indépendamment des effets de température.

La force de Coriolis explique notamment pourquoi les cyclones tournent dans le sens des aiguilles d'une montre dans l'hémisphère Sud et dans le sens inverse dans l'hémisphère Nord. Il est question, dans un système en rotation, de la force qui agit perpendiculairement sur la masse en mouvement dans le système. Pour une masse m se déplaçant à une vitesse \vec{v} , dans un système en rotation ayant lui-même une vitesse angulaire $\vec{\Omega}$, la force de Coriolis vaut :

$$\vec{F}_C = -2m\vec{\Omega} \wedge \vec{v} \quad (6.6)$$

Le débitmètre Coriolis utilise comme détecteur un tube en U sans obstacle (voir figure 6.6). Le tube de mesure est porté à une fréquence de résonance par un excitateur électromagnétique. Lorsque le fluide s'écoule dans le tube, il se crée alors des forces de Coriolis qui génèrent une déformation du tube. La superposition du mouvement de Coriolis sur l'oscillation initiale induit une différence de phase, détectée par deux capteurs électromagnétiques. Cette différence de phase est une mesure directe du débit massique.

La précision d'un tel système dépend fortement de la vitesse, de la densité et de la viscosité du fluide qui le traverse. Il peut donc être utile de chercher à diminuer le diamètre du tube du débitmètre. D'un autre côté, les pertes de charge augmentent proportionnellement à d^4 quand le diamètre d du tube diminue. Les pertes de charge (souvent exprimées sous la forme d'une variation de pression) correspondent en hydraulique à une dissipation d'énergie due aux frottements d'un système ne répondant plus aux conditions d'utilisation du théorème de Bernouilli. Selon ces considérations et en estimant un débit massique de 100 kg/h entre le réservoir de pesée et le réservoir intermédiaire du DFOS, le choix s'est porté sur un débitmètre à effet Coriolis Siemens-2100DI6 [119]. Le tableau 6.3 fourni par Siemens montre les pertes de charge ainsi que les précisions atteintes par le débitmètre pour un flux massique variant entre 10 et 100 kg/h. En extrapolant à une valeur de 200 kg/h on arrive à une perte de charge aux alentours de 0,4 bars avec une précision stable aux alentours de 0,1 %.

Cependant, les performances du débitmètre sont dégradées par le remplissage séquentiel du détecteur : à chaque fois que le remplissage sera démarré ou arrêté, le flux massique variera

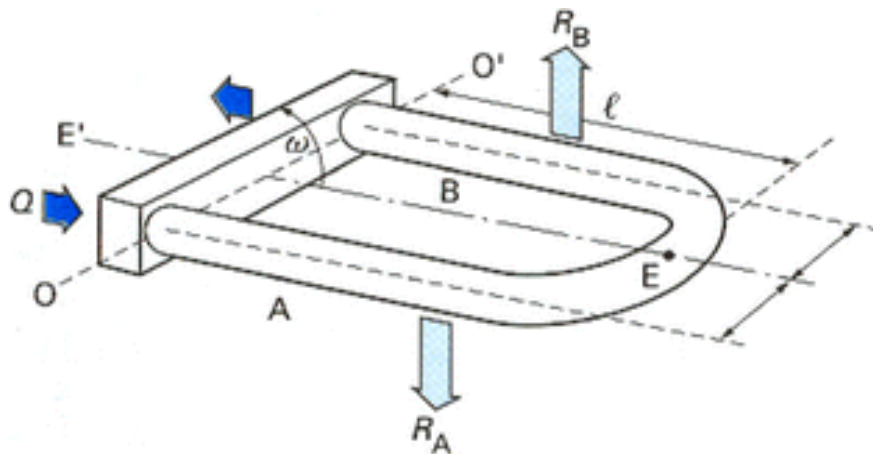


FIGURE 6.6 – Principe de fonctionnement d'un débitmètre à effet Coriolis. La branche d'entrée A et la branche de sortie B oscillent autour de l'axe OO' sous l'effet d'un électro-aimant lié au point E. Considérons le mouvement ascendant du U représenté; les particules de fluide, qui circulent dans la branche A en s'éloignant de l'axe d'oscillation OO' , prennent de la vitesse suivant la perpendiculaire à la direction de l'écoulement : elles sont donc soumises à une accélération dirigée dans le sens de l'oscillation. Par réaction R_A à la force générée, cette branche du tube est retardée dans son mouvement de rotation autour de OO' . Dans la branche B, au contraire, les particules se rapprochent de l'axe OO' et perdent la vitesse normale à l'écoulement qu'elles avaient acquise dans la branche A ; ceci entraîne, à l'inverse, une réaction R_B dans le sens de l'oscillation qui tend à avancer le mouvement de la branche B. Il se crée un effort de torsion résultat de l'application, par rapport à un axe fictif EE' , d'un couple de force de moment M proportionnel à la masse m du fluide contenue dans le U et à la vitesse v d'écoulement du fluide [118].

Flux massique (kg/h)	Pertes de charge (bar)	Précision (+/- %)
10	0,01	0,51
12	0,02	0,42
15	0,02	0,34
19	0,02	0,28
23	0,03	0,24
28	0,04	0,20
35	0,05	0,17
43	0,06	0,15
53	0,08	0,14
66	0,10	0,13
81	0,13	0,12
100	0,17	0,11

TABLE 6.3 – Pertes de charge et précision relative en fonction du débit massique pour le débitmètre à effet Coriolis Siemens-2100DI6.

brusquement et la précision de la mesure sera moindre. C'est pour cela que le débitmètre sera installé entre les réservoirs intermédiaire et de pesée plutôt qu'entre le réservoir intermédiaire et la cible. Le remplissage complet du volume cible nécessitera une dizaine de remplissage du réservoir intermédiaire et la précision du débitmètre sera amoindrie pendant 20 périodes transitoires. L'utilisation d'une pompe permettra de faire circuler le liquide entre les réservoir de pesée et intermédiaire avec un flux massique de 50 à 200 kg/h et une pression supérieure à 5 bars.

6.6 Suivi de la masse cible une fois le détecteur fermé

Une fois le détecteur rempli, il faut tenir compte des variations locales de température pour assurer un contrôle des masses M_T et M_{T+C} . Il faudra impérativement s'assurer que l'électronique d'acquisition de l'expérience ne fasse pas augmenter la température du laboratoire neutrino. Celle-ci a été mesurée à de nombreuses reprises et montre une stabilité à 14°C avec des variations de $\pm 1^\circ\text{C}$ en raison des cycles jour/nuit et des changements de saison.

Le vase d'expansion du liquide cible est équipé d'une sonde de niveau pour permettre le suivi des variations de volume. Le coefficient de dilatation thermique du liquide scintillant est d'environ $10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$. Par définition, on a :

$$\frac{\rho(T) - \rho(T_0)}{\rho(T_0)} = -\kappa(T - T_0) \quad (6.7)$$

avec ρ la densité du liquide cible.

La variation de volume à masse constante s'écrit également en fonction du coefficient de

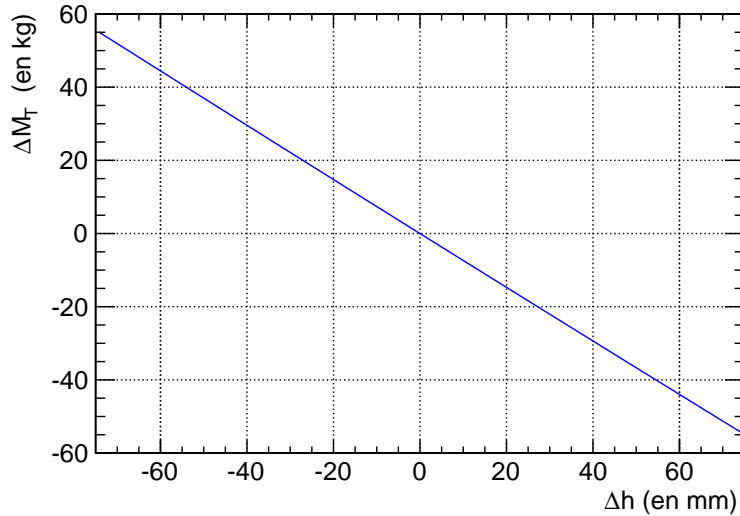


FIGURE 6.7 – Variations de la masse de liquide contenu dans la cible M_T en fonction de la variation de hauteur dans le vase d'expansion Δh .

dilatation thermique :

$$\frac{V(T) - V(T_0)}{V(T_0)} = \frac{\kappa(T - T_0)}{1 - \kappa(T - T_0)} \quad (6.8)$$

Une augmentation de la température d'un degré correspond donc à une augmentation de volume d'environ 10 l. Une variation de hauteur Δh dans le vase d'expansion correspondra à une variation des masses M_T et M_{T+C} . Un suivi de la variation de hauteur dans le vase d'expansion à une précision de l'ordre de quelques millimètres sera suffisante pour connaître le nombre de protons cible à la précision requise au cours du temps à la condition que le détecteur présente une bonne uniformité de température.

6.6.1 Suivi de l'évolution de M_T avec la température

Une variation de masse à volume constant s'exprime en fonction du coefficient de dilatation thermique κ . Si l'on considère le volume fixe V_T on peut écrire :

$$\frac{M_T(T) - M_T(T_0)}{M_T(T_0)} = -\kappa(T - T_0). \quad (6.9)$$

Il existe donc une relation entre la variation de la masse de liquide dans la cible M_T et la variation de hauteur Δh :

$$\frac{M_T(T) - M_T(T_0)}{M_T(T_0)} = -\frac{V_{\text{tot}}(T) - V_{\text{tot}}(T_0)}{V_{\text{tot}}(T)} = -\frac{1}{1 + \frac{V_{\text{tot}}(T_0)}{\Delta h(S_X + S_C)}} \quad (6.10)$$

avec S_X et S_C les surfaces respectives de la cheminée et du vase d'expansion.

6.6.2 Suivi de l'évolution de M_{T+C} avec la température

Il est évident par relation de conservation de la masse que :

$$\Delta M_{T+C} = -\Delta M_X \quad (6.11)$$

Or la variation de la masse contenue dans le vase d'expansion peut s'écrire :

$$\Delta M_X \sim \rho(T_0)\Delta V_X \quad (6.12)$$

en négligeant la variation de volume dans la cheminée. On peut donc connaître l'évolution de M_{T+C} via la relation

$$\Delta M_{T+C} \sim -\rho(T_0)S_X\Delta h \quad (6.13)$$

6.7 Impact de la température sur la détermination du nombre de protons cible

Puisque la détermination du nombre de protons contenus dans le liquide cible dépend de la température de l'enceinte cible, il faut connaître sa température au cours des différentes étapes de mesure de pesée. Comme explicité dans la section 6.4.3 le remplissage du détecteur est stoppé à 3 cm du niveau de la cheminée dans l'attente de la thermalisation du liquide cible, trois cas différents peuvent se présenter :

- la température dans la cible est uniforme et dans ce cas un facteur de correction global doit être pris en compte si la température au détecteur lointain est différente de celle au détecteur proche,
- il existe un gradient vertical de température dans la cible et le facteur de correction entre les détecteurs proche et lointain dépend de la coordonnée verticale,
- la distribution de température dans la cible est complexe et dépend des coordonnées radiale et verticale. Ce cas nécessite une cartographie précise du détecteur ainsi qu'un modèle dédié pour effectuer d'éventuelles corrections.

Dans tous les cas, une connaissance de la température à un niveau de $0,5^\circ\text{C}$ entre les deux détecteurs est suffisante puisqu'avec un coefficient de dilation thermique $\kappa \approx 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, l'impact sur le volume total est de 0,05 %.

Il est donc nécessaire de connaître la distribution de température dans la cible que le détecteur soit partiellement ou complètement rempli ainsi que le temps nécessaire pour pouvoir atteindre la thermalisation. Deux grands types de transfert thermique d'énergie existent, le phénomène de conduction sans déplacement global de matière et le phénomène de convection avec déplacement de matière dans le milieu.

Une étude des différents scénarii envisagés a été réalisée par la société ALYOTECH [120]. Les calculs réalisés par Alyotech sont basés sur la méthode des éléments finis où l'on discrétise une portion de 30° du détecteur en 150000 cellules. Des modèles plus ou moins compliqués à

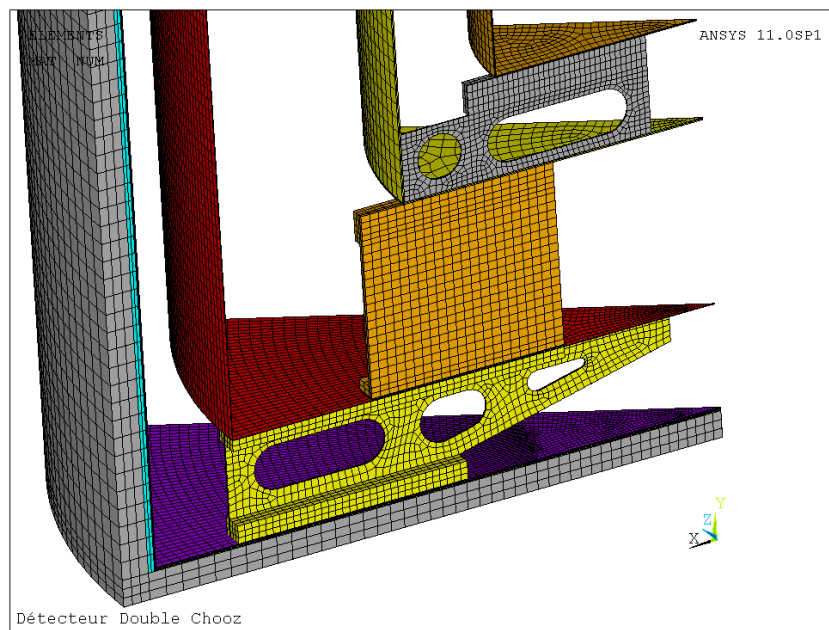


FIGURE 6.8 – Simulation d’un secteur de 30° du détecteur Double Chooz pour les calculs de transfert de chaleur par la méthode des éléments finis réalisée par la société ALYOTECH.

2 puis 3 dimensions ont été utilisés. Ces modèles sont en accord et montrent que l’approximation bi-dimensionnelle, basée sur la symétrie cylindrique du détecteur, est parfaitement justifiée. Que le remplissage du détecteur soit partiel ou complet les résultats sont similaires et dépendent des conditions aux limites utilisées. Avec une température de la roche à 14°C, le temps de thermalisation du détecteur est de 15 jours pour obtenir une bonne uniformité de température avec des variations inférieures à 0,5°C. Suite à la thermalisation, il existe un gradient de température résiduel $\Delta T \sim 0,4$ °C entre le bas et le haut de l’enceinte cible. Il est suffisant de mesurer la température le long de l’axe vertical pour pouvoir comparer les mesures de pesée au niveau des détecteurs proche et lointain. Lorsque l’on met les PMs en route, la température dans la cible augmente de 0,15°C.

6.8 La canne de mesure de température

Comme il a été indiqué, il est primordial de connaître la température du liquide et d’attendre que celle-ci soit stable pour finir le remplissage de la cible. Pour cela, nous avons fait réaliser une “canne de mesure” par la société KAYME, spécialisée dans les capteurs de température spécifiques (environnements nucléaires). Elle sera déployée selon l’axe vertical du détecteur puisque la cible présente une carte de température à symétrie cylindrique.

Cette canne de mesure peut être décomposée en 3 sections adjacentes : une zone active, étanche, qui sera immergée dans le liquide cible, une zone étanche de transition, permettant de sortir des enceintes acryliques et enfin une zone de connexion électrique pour aller jusqu’au

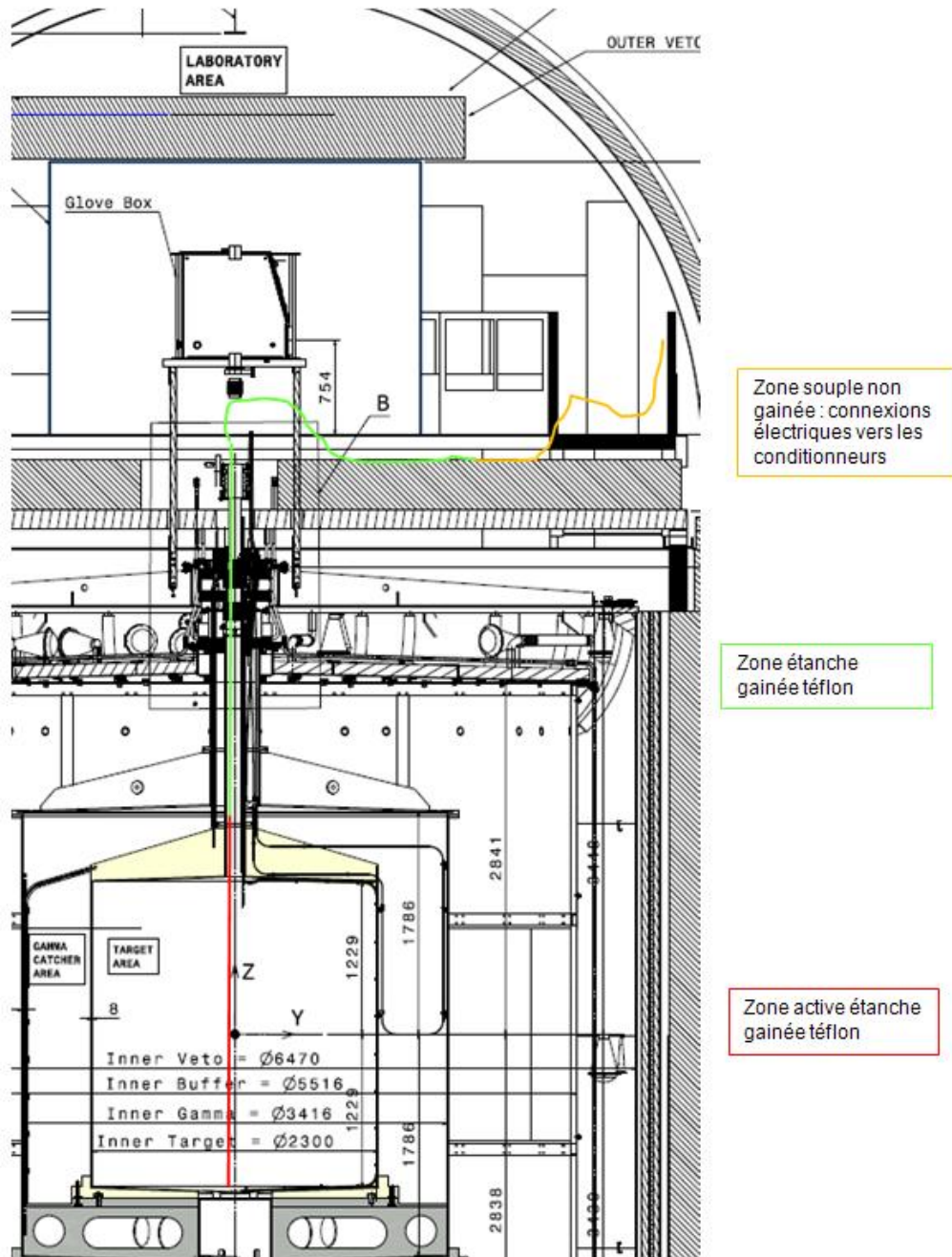


FIGURE 6.9 – Schéma de la canne de mesure intégrée dans l'enceinte cible du détecteur.

PC d'acquisition. La partie active de cette canne repose sur 5 thermocouples de type K soudés sur l'extérieur de pièces d'inox cylindriques. Ces 5 points de mesures sont situés à 60 mm, 635 mm, 1210 mm, 1785 mm et 2360 mm du fond de la cible. Ils sont maintenus équidistants par de multiples entretoises en inox. Cet ensemble est gainé d'un tube téflon de diamètre extérieur 8 mm. À l'extrémité du tube, un bouchon PTFE thermosoudé assure l'étanchéité. Au-delà des 2,5 m de la cible, le tube téflon se prolonge dans la cheminée jusqu'à une traversée étanche de type "Swagelok". Le tube téflon sera rempli d'azote en totalité et hermétiquement scellé. Ensuite, les connections électriques des thermocouples sont déportées de 10 m par des câbles de compensation jusqu'aux conditionneurs.

Les 5 conditionneurs, montés dans un coffret spécifique assurent une sortie de mesure de 4 à 20 mA pour une gamme de température de 10 à 26 °C. Les chaînes de mesures complètes : thermocouples, câbles, conditionneurs, feront l'objet d'un étalonnage type COFRAC en 3 points à 10 °C, 15 °C et 20 °C, assurant ainsi une précision de mesure de $\pm 0,15$ °C. Les signaux issus des conditionneurs seront lus sur le PC d'acquisition des capteurs de pesée.

Chapitre 7

Évaluation des erreurs systématiques liées à la physique des neutrons

*A neutron walks into a bar and asks, “How much for a drink?”
The bartender says, “For you? No charge.”*

Sheldon Cooper - The Big Bang Theory

Ce chapitre est dédié au travail réalisé sur l'évaluation des erreurs systématiques liées à la physique des neutrons. Nous détaillons tout d'abord les différentes incertitudes mises en jeu. Puis, nous présentons le travail réalisé sur la détermination des effets de bords qui affectent le volume fiduciel des détecteurs de l'expérience. Enfin, nous décrivons le travail, réalisé en collaboration avec des physiciens de la communauté réacteurs, pour pouvoir inclure une modélisation précise de la physique des neutrons de basse énergie aux codes Monte-Carlo de l'expérience.

7.1 Présentation des incertitudes liées à la physique des neutrons

Comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre 3, les antineutrinos provenant de la centrale seront détectés par la réaction β inverse $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$, qui possède un seuil en énergie de 1,8 MeV. La méthode de détection utilisée, basée sur la coïncidence temporelle d'un signal prompt induit par le positron et d'un signal retardé induit par le neutron, fournit une méthode efficace pour identifier une interaction $\bar{\nu}_e$ dans la cible en rejetant la plupart des bruits de fond. Le neutron produit dans une réaction β inverse est détecté par sa capture, retardée d'un temps moyen de 30 μ s par rapport au signal prompt, sur un atome de gadolinium qui se désexcite sous la forme d'une cascade γ d'environ 8 MeV. Nous identifions dans la suite les incertitudes liées à la détection du signal retardé induites par les coupures de sélection d'événements utilisées dans l'analyse ainsi que par les effets de bord.

7.1.1 Incertitudes liées aux coupures de sélection

7.1.1.1 Coupure en énergie

Le neutron produit lors d'une réaction β inverse dans la cible d'un détecteur de Double Chooz est tout d'abord thermalisé par chocs successifs sur les noyaux d'hydrogène avant d'être capturé soit par un atome d'hydrogène (dans les 200 μ s en moyenne), soit par un atome de gadolinium (dans les 30 μ s en moyenne). De par sa section efficace très faible, la capture sur carbone est négligeable. Le spectre en énergie de la capture d'un neutron dans la cible présente donc essentiellement deux pics (voir figure 7.1). Le premier pic est situé à 2,2 MeV et signale une capture du neutron sur de l'hydrogène. Le second est situé à environ 8 MeV et indique une capture sur un atome de gadolinium. Dans la réalité, la cascade γ induite par la désexcitation du gadolinium n'est pas toujours parfaitement égale à 8 MeV mais la résolution en énergie des détecteurs de Double Chooz nous la fait apparaître comme un pic unique.

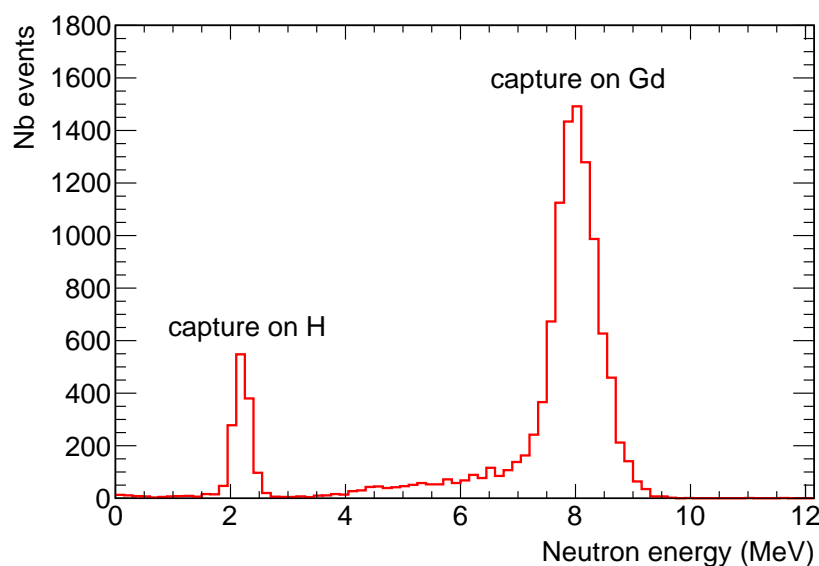


FIGURE 7.1 – Simulation Monte-Carlo vraie (sans effet de reconstruction) du spectre en énergie du neutron mesuré par l'un des détecteurs de Double Chooz (12500 événements, sans bruit de fond). Le spectre a été calibré pour passer du nombre de photo-électrons créés à l'énergie d'un événement. On peut distinguer deux pics fortement marqués correspondant aux captures de neutron par les atomes d'hydrogène à 2,2 MeV et aux captures par les atomes de gadolinium à 8 MeV.

Bien que le nombre d'atomes d'hydrogène soit environ 1000 fois plus important que le nombre d'atomes de gadolinium dans la cible (voir tableau 6.2), la majorité des captures a lieu sur les atomes de ^{155}Gd et de ^{157}Gd . En effet, ces atomes présentent des sections efficaces de capture de neutron très importantes et largement supérieures à celle de l'hydrogène dans le domaine thermique (voir figure 7.2).

La coupure de sélection en énergie, liée à l'identification du neutron, a été fixée entre 6

et 12 MeV par la collaboration. La borne inférieure permet de limiter les contributions des événements de la radioactivité naturelle. Des études précédentes [121] ont montré qu'à cette énergie, une erreur d'environ 100 keV sur la coupure de sélection induit une variation de 0,2 % du nombre de neutrons sélectionnés.

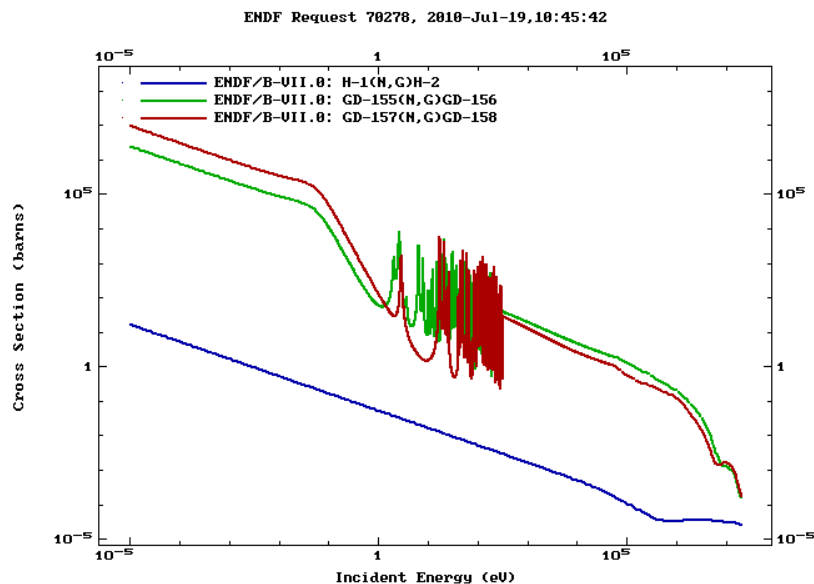


FIGURE 7.2 – Sections efficace de capture neutronique des atomes de ^1H (en bleu), ^{155}Gd (en vert) et ^{157}Gd (en rouge) tirées de la base de données ENDF [59]. Dans le domaine thermique, c'est-à-dire $E_n < 1$ eV, les sections efficaces de capture neutronique des atomes de gadolinium sont entre 1000 à 100000 fois supérieures à celle de l'hydrogène.

7.1.1.2 Coupure en temps

Le temps de capture d'un neutron sur un atome de gadolinium tel qu'il a été mesuré dans la première expérience CHOOZ est présenté sur la figure 7.3. La fenêtre de coïncidence utilisée dans l'expérience Double Chooz sera d'environ $100 \mu\text{s}$ mais la valeur précise reste à encore à déterminer. L'incertitude systématique d'environ 0,4 % déterminée par l'expérience CHOOZ [21] ne peut être améliorée avec les connaissances actuelles pour un détecteur unique. Cependant, l'utilisation de liquides scintillants identiques pour les deux détecteurs proche et lointain, permet de faire disparaître l'incertitude sur l'effet de la coupure en temps. Une incertitude résiduelle principalement due à l'électronique et au contrôle de la coupure en temps a été évaluée à environ 0,1 % [121].

7.1.2 Incertitudes liées aux effets de bord

Nous avons discuté, dans le chapitre 6, de l'importance de la connaissance du nombre de protons cible pour le succès de l'expérience Double Chooz. Pour la première phase de

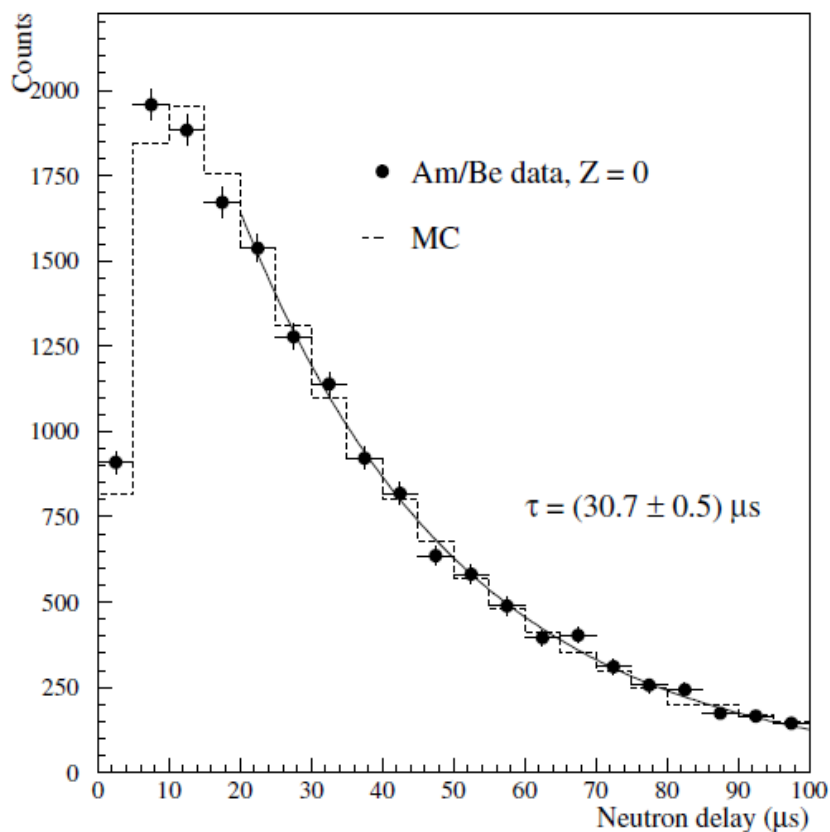


FIGURE 7.3 – Distribution du temps de capture des neutrons mesuré avec une source Am/Be au centre du détecteur de CHOOZ et comparaison avec la simulation Monte-Carlo de l’expérience [21].

l’expérience, l’incertitude sur le nombre de protons cible conduit à une erreur de normalisation globale, c’est-à-dire une erreur affectant la comparaison du taux de comptage global du nombre d’événements avec le taux attendu. Pour la deuxième phase de l’expérience cette incertitude participe à l’erreur de normalisation relative entre les deux détecteurs.

Les neutrons possèdent un parcours non nul dans les liquides scintillants avant capture par un atome de gadolinium. C’est pourquoi, une interaction $\bar{\nu}_e$ à proximité de la paroi de l’enceinte cible, peut induire des effets de bord. Puisque seul le liquide scintillant de la cible est dopé au gadolinium, deux cas peuvent se présenter (voir figure 7.4) :

1. un neutron provenant de l’interaction d’un $\bar{\nu}_e$ peut échapper à la détection en sortant du volume cible : on parle alors de processus de “spill-out” qui induit une diminution du volume effectif d’un détecteur ;
2. un neutron produit par une interaction $\bar{\nu}_e$ à l’extérieur de la cible (généralement dans l’enceinte γ -catcher) peut pénétrer dans l’enceinte cible et être capturé sur un atome de gadolinium : on parle alors de processus de “spill-in” qui conduit à une augmentation du volume effectif d’un détecteur.

Les compositions chimiques des liquides scintillants cible et γ -catcher sont différentes

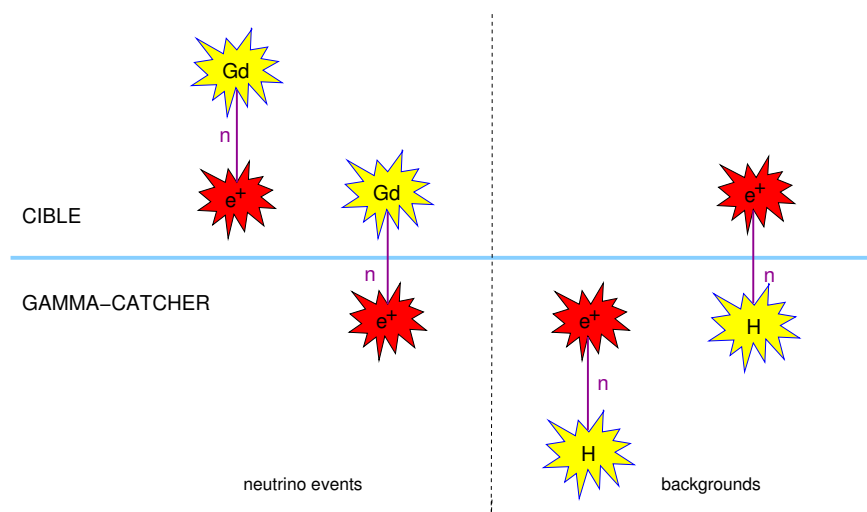


FIGURE 7.4 – Dans nos détecteurs une interaction $\bar{\nu}_e$ est signée par l’observation d’un signal prompt positron suivi d’un signal retardé correspondant à la capture du neutron produit sur un atome de gadolinium (premier dessin). Une interaction $\bar{\nu}_e$ dans l’enceinte γ -catcher peut également être signée comme un bon candidat si le neutron est capturé sur un atome de gadolinium après franchissement de la barrière acrylique (deuxième dessin) : c’est le phénomène de spill-in. À contrario, un événement totalement contenu dans l’enceinte γ -catcher sera rejeté à l’analyse puisque l’on observera pas de signal retardé dans la bonne gamme en énergie (troisième dessin). Une interaction $\bar{\nu}_e$ dans l’enceinte cible sera, de la même façon, rejetée si le neutron est capturé par un atome d’hydrogène dans l’enceinte γ -catcher (quatrième dessin) : c’est le phénomène de spill-out.

notamment dans l’absence de gadolinium dans le liquide γ -catcher. Les détecteurs de Double Chooz sont à géométrie cylindrique. De plus, la géométrie cylindrique des détecteurs implique qu’une couronne d’épaisseur ϵ de liquide scintillant de part et d’autre de l’enceinte acrylique correspond à un volume de liquide cible moindre que le volume de liquide γ -catcher. Par exemple, pour une épaisseur de 10 cm, le volume de liquide cible mis en jeu est de $2,39 \text{ m}^3$ alors que le volume de liquide γ -catcher mis en jeu est de $2,84 \text{ m}^3$. Sous ces deux arguments, on peut facilement comprendre qu’il y a peu de chance que les processus de spill-in et de spill-out se compensent exactement. Nous calculons la conséquence de ces effets de bord dans la suite et montrons qu’ils induisent une augmentation du volume fiduciel effectif d’un détecteur (il y a plus de d’événements de spill-in que de spill-out). Ces deux effets sont statistiquement identiques dans les deux détecteurs si ceux-ci sont ont une géométrie et des compositions de liquides scintillants parfaitement identiques. L’utilisation de deux détecteurs les plus similaires possible conduit donc à une forte réduction de ces effets de bord mais puisque les détecteurs ne pourront pas être parfaitement identiques, un petit effet subsistera. De plus, puisque le neutron émis lors d’une réaction β inverse possède une directionnalité (il est toujours émis dans la direction du $\bar{\nu}_e$ incident) et que les deux détecteurs ne voient pas le flux de $\bar{\nu}_e$ des deux réacteurs sous le même angle solide, il peut également subsister un effet d’angle solide du deuxième ordre.

7.2 Détermination des effets de bord

7.2.1 Cinématique des neutrons produits par réaction β inverse

Avant de pouvoir décrire les simulations que nous avons réalisées et de pouvoir discuter des résultats obtenus, il est nécessaire d'évoquer brièvement certains calculs de cinématique liés à la réaction β inverse. La relation qui lie l'énergie du neutron à l'énergie du $\bar{\nu}_e$ incident (voir figure 7.5) peut être obtenue par des calculs de cinématique relativiste basés sur la conservation du quadri-vecteur énergie-impulsion. Ce calcul n'est pas présenté en détail. En considérant le proton au repos et en négligeant la masse du $\bar{\nu}_e$ incident, on trouve :

$$E_\nu = \frac{1}{2} \frac{M_e^2 - M_n^2 - M_p^2 + 2E_n M_p}{M_p - E_n + \sqrt{E_n^2 - M_n^2} \cos \theta_n} \quad (7.1)$$

avec M_n , M_e et M_p les masses respectives du neutron, du proton et du positron, E_ν et E_n les énergies respectives du $\bar{\nu}_e$ et du neutron et $\cos \theta_n$ l'angle d'ouverture entre la direction initiale du $\bar{\nu}_e$ et celle du neutron.

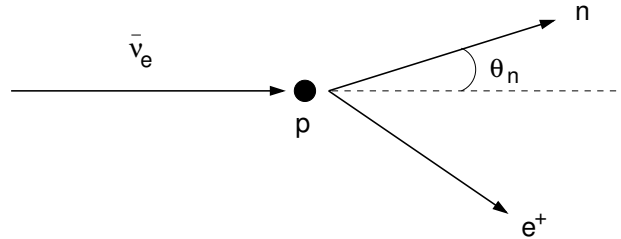


FIGURE 7.5 – Schéma de la réaction β inverse et définition de l'angle d'ouverture θ_n .

Lors d'une telle réaction, l'émission du neutron n'est absolument pas isotrope et celui-ci est toujours émis vers l'avant. L'angle d'ouverture maximal θ_{\max} possible cinématiquement dépend de l'énergie du $\bar{\nu}_e$ incident :

$$\cos \theta_{\max} = \frac{\sqrt{2E_\nu \Delta - (\Delta^2 - M_e^2)}}{E_\nu} \quad (7.2)$$

avec $\Delta = M_n - M_p$. On pourra trouver le calcul détaillé de cette relation dans [122].

La section efficace différentielle en fonction de l'angle θ_n favorise fortement l'émission du neutron vers l'avant. On peut déduire des équations (7.1) et (7.2) que l'énergie cinétique typique des neutrons produits par réaction β inverse sera de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de keV (voir tableau 7.1).

7.2.2 Principe des simulations réalisées

Les simulations ont été effectuées avec le Monte-Carlo de l'expérience basé sur le code de transport des particules Geant4 [63]. Ce code a été amélioré pour répondre aux besoins de

E_ν (MeV)	$\cos \theta_{\max}$	$(T_n)_{\min}$ (keV)	$(T_n)_{\max}$ (keV)
3	0,84	3,4	11,3
6	0,63	7,5	60,0
8	0,55	10,2	113,0
10	0,50	13,0	182,3

TABLE 7.1 – Énergie cinétique minimale et maximale du neutron émis lors de la désintégration β inverse pour différentes valeurs de l'énergie du $\bar{\nu}_e$ incident. Les cosinus des angles d'ouverture maximal sont également indiqués.

l'expérience. La géométrie des détecteurs y est codée de manière extrêmement précise et le modèle optique a été optimisé pour Double Chooz.

Les résultats que nous présentons sont des résultats de Monte-Carlo vrais. La simulation fournit le nombre de photo-électrons détectés et aucun effet de reconstruction en énergie n'est pris en compte. Nous n'avons pas généré d'événements $\bar{\nu}_e$ mais directement des neutrons supposés issus d'une réaction β inverse. Pour pouvoir disposer de suffisamment de statistique, nous avons simulé plusieurs millions d'événements neutrons dans les volumes cible, acrylique cible et γ -catcher concernés et réalisé les calculs à la ferme de calculs de Lyon (CCIN2P3). Dans chaque simulation, les vertex d'interaction ainsi que les impulsions initiales sont générés isotropiquement. Comme la gamme d'énergie des neutrons issus de la réaction β inverse est comprise entre 10 et 100 keV environ, nous avons fait le choix de travailler avec deux énergies cinétiques de neutron distinctes de 20 et de 100 keV.

Pour chaque simulation, on calcule la probabilité de réaliser un processus de spill-in ou de spill-out et l'on détermine l'épaisseur de peau de ces phénomènes. À l'heure actuelle, la collaboration Double Chooz n'a pas encore déterminé la coupure sur le volume cible de l'expérience. C'est pourquoi, nous étudierons pour chaque cas l'impact des effets de bord pour deux définitions différentes du volume cible en incluant ou non la cheminée. La simulation Monte-Carlo de Double Chooz permet de différencier l'injection d'un neutron et son processus de thermalisation de sa capture par un atome d'hydrogène ou de gadolinium. Les éventuelles fuite des neutrons sont également prises en compte.

7.2.3 Résultats obtenus

7.2.3.1 Calcul de la probabilité de spill-out

Nous avons généré quelques 10^6 neutrons dans le volume cible puis dans le volume cible + cheminée et déterminé combien réalisent un processus de spill-out. Les captures neutroniques sur un atome d'hydrogène dans la cible qui ne passent pas la coupure en énergie ne sont pas comptées dans la détermination de la probabilité de spill-out. Les résultats obtenus pour le calcul de la probabilité de spill-out sont résumés dans le tableau 7.2 et présentés sur la figure 7.6 pour des neutrons de 20 keV.

Volume d'injection	Énergie cinétique	Nombre de neutrons générés	Événements de spill-out	Fraction de spill-out
Cible	20 keV	996107	23784	2,39 %
Cible + cheminée	20 keV	1000507	24976	2,50 %
Cible	100 keV	996155	26553	2,67 %
Cible + cheminée	100 keV	1000484	27787	2,78 %

TABLE 7.2 – Résultats des simulations et détermination de la probabilité de spill-out en fonction du volume d'injection ainsi que de l'énergie cinétique initiale des neutrons.

Pour chaque événement de spill-out, nous avons calculé de manière exacte la distance à la plus proche paroi en acrylique. Les résultats de ces calculs sont présentés sur la figure 7.7. Ils ont été ajustés par une exponentielle dont le paramètre représente l'épaisseur de peau dans la cible. Le meilleur ajustement conduit à une valeur $\epsilon = 23,1$ mm.

7.2.3.2 Calcul de la probabilité de spill-in

Nous avons généré quelques 2×10^6 neutrons dans le volume γ -catcher pour tenir compte de son volume plus important et déterminé combien d'événements réalisent un processus de spill-in c'est-à-dire un franchissement de la barrière en acrylique et une capture sur un atome de gadolinium. Les captures neutroniques sur un atome d'hydrogène de la cible ne sont pas comptabilisées dans la détermination de la probabilité de spill-in. Les résultats obtenus pour le calcul de la probabilité de spill-in sont résumés dans le tableau 7.3 et présentés sur la figure 7.8 pour des neutrons de 20 keV.

Volume de détection	Énergie cinétique	Nombre de neutrons générés	Événements de spill-in	Fraction de spill-in
Cible	20 keV	2002945	56474	2,82 %
Cible + cheminée	20 keV	2002945	59213	2,96 %
Cible	100 keV	1877833	54634	2,91 %
Cible + cheminée	100 keV	1877833	57235	3,05 %

TABLE 7.3 – Résultats des simulations et détermination de la probabilité de spill-in en fonction du volume de détection ainsi que de l'énergie cinétique initiale des neutrons générés dans le γ -catcher.

Les résultats des calculs de distance à la plus proche paroi en acrylique des événements de spill-in sont présentés sur la figure 7.9. Ils ont été ajustés par une exponentielle dont le paramètre représente l'épaisseur de peau dans l'enceinte γ -catcher. Le meilleur ajustement conduit à une valeur $\epsilon = 38,5$ mm. L'épaisseur de peau est donc supérieure dans le γ -catcher que dans la cible. En effet la présence d'atomes de gadolinium à grande section efficace de capture dans le liquide cible limite le libre parcours moyen des neutrons ce qui n'est pas le cas pour le liquide du γ -catcher.

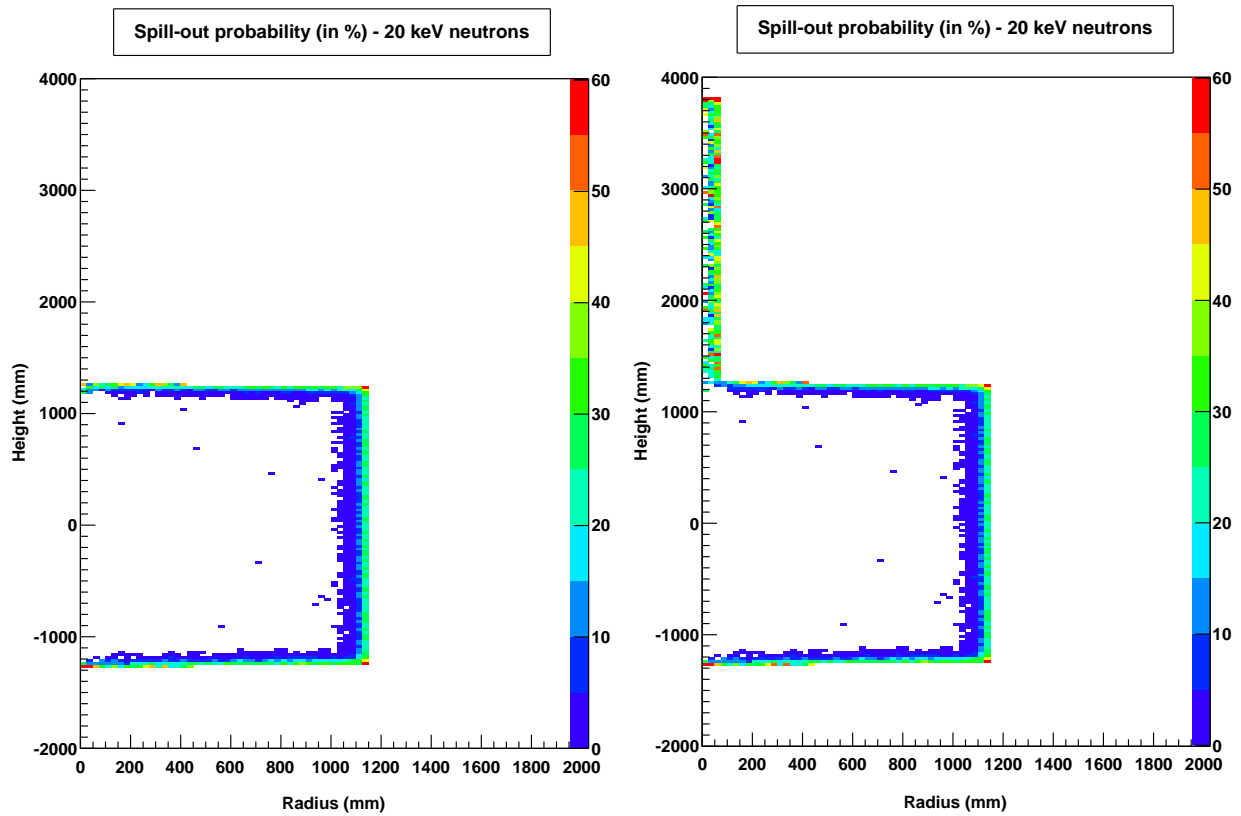


FIGURE 7.6 – Probabilité de réaliser un processus de spill-out en fonction de la position de l'événement généré dans l'enceinte cible (à gauche) ou dans l'ensemble cible + cheminée (à droite) pour des neutrons de 20 keV dans le volume γ -catcher ou dans l'enceinte acrylique cible.

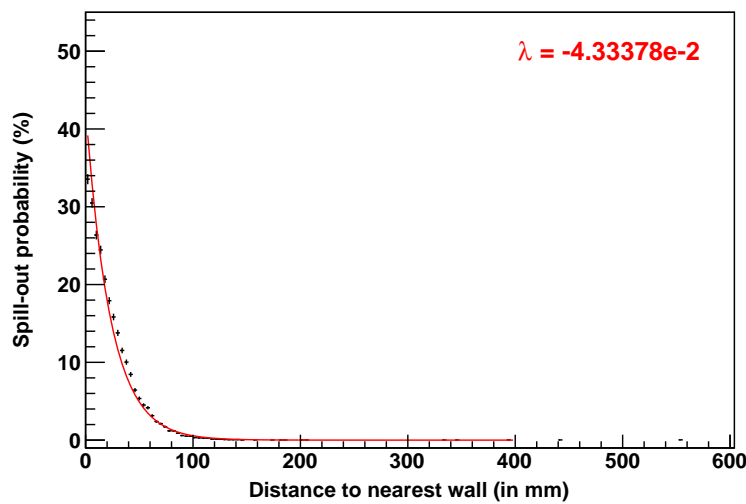


FIGURE 7.7 – Distance à la plus proche paroi en acrylique de l'enceinte cible des événements réalisant un processus de spill-out ($E_n = 20$ keV). La distribution est ajustée par une exponentielle dont le paramètre définit l'épaisseur de peau $\epsilon = 23,1$ mm.

Les processus de spill-in peuvent également trouver leur source dans des interactions $\bar{\nu}_e$ à l'intérieur des parois en acrylique de l'enceinte cible. Des simulations équivalentes ont été réalisées et les résultats sont résumés dans la tableau 7.4.

Volume de détection	Énergie cinétique	Nombre de neutrons générés	Événements de spill-in	Fraction de spill-in
Cible	20 keV	262719	138666	52,78 %
Cible + cheminée	20 keV	262719	143160	54,49 %
Cible	100 keV	262715	137552	52,38 %
Cible + cheminée	100 keV	262715	141938	54,03 %

TABLE 7.4 – Résultats des simulations et détermination de la probabilité de spill-in en fonction du volume de détection ainsi que de l'énergie cinétique initiale des neutrons générés dans l'enceinte en acrylique.

On s'attend à une fraction d'événements de spill-in de 50 % au premier ordre. La fraction est dans la réalité supérieure à cette valeur puisque le libre parcours moyen des neutrons est plus important dans le liquide γ -catcher non dopé en gadolinium. Un neutron émis du côté de l'enceinte γ -catcher lors d'une interaction β -inverse dans l'acrylique a une probabilité plus grande de franchir la barrière acrylique et de pénétrer l'enceinte cible qu'un neutron émis du côté de l'enceinte cible de pénétrer dans l'enceinte γ -catcher. On obtient ainsi une probabilité de spill-in supérieure à 50 %.

7.2.4 Détermination de l'effet global

Pour pouvoir déterminer les conséquences des effets de bord sur le taux de comptage des événements $\bar{\nu}_e$, il faut au préalable déterminer la probabilité (P_{int}) d'une interaction $\bar{\nu}_e$ dans les différents volumes cible (T), cheminée (C), acrylique (A) et γ -catcher (GC) concernés. Le calcul de cette probabilité nécessite de prendre en compte le nombre total de protons cible contenus dans le volume considéré. Ce nombre est déterminé à partir des informations de composition chimique et de volume total mis en jeu. Les résultats de ce calcul, ainsi que les informations nécessaires pour le réaliser sont présentés dans le tableau 7.5.

Élément	Volume	Nombre de protons cible	P_i
Cible	10,21 m ³	$6,61 \times 10^{22}$ cm ⁻³	29,28 %
Cheminée	0,05 m ³	$6,61 \times 10^{22}$ cm ⁻³	0,14 %
Acrylique	0,22 m ³	$5,73 \times 10^{22}$ cm ⁻³	0,55 %
γ -catcher	22,11 m ³	$7,30 \times 10^{22}$ cm ⁻³	70,03 %

TABLE 7.5 – Détermination de la probabilité d'une interaction $\bar{\nu}_e$ dans les différents volumes mis en jeu.

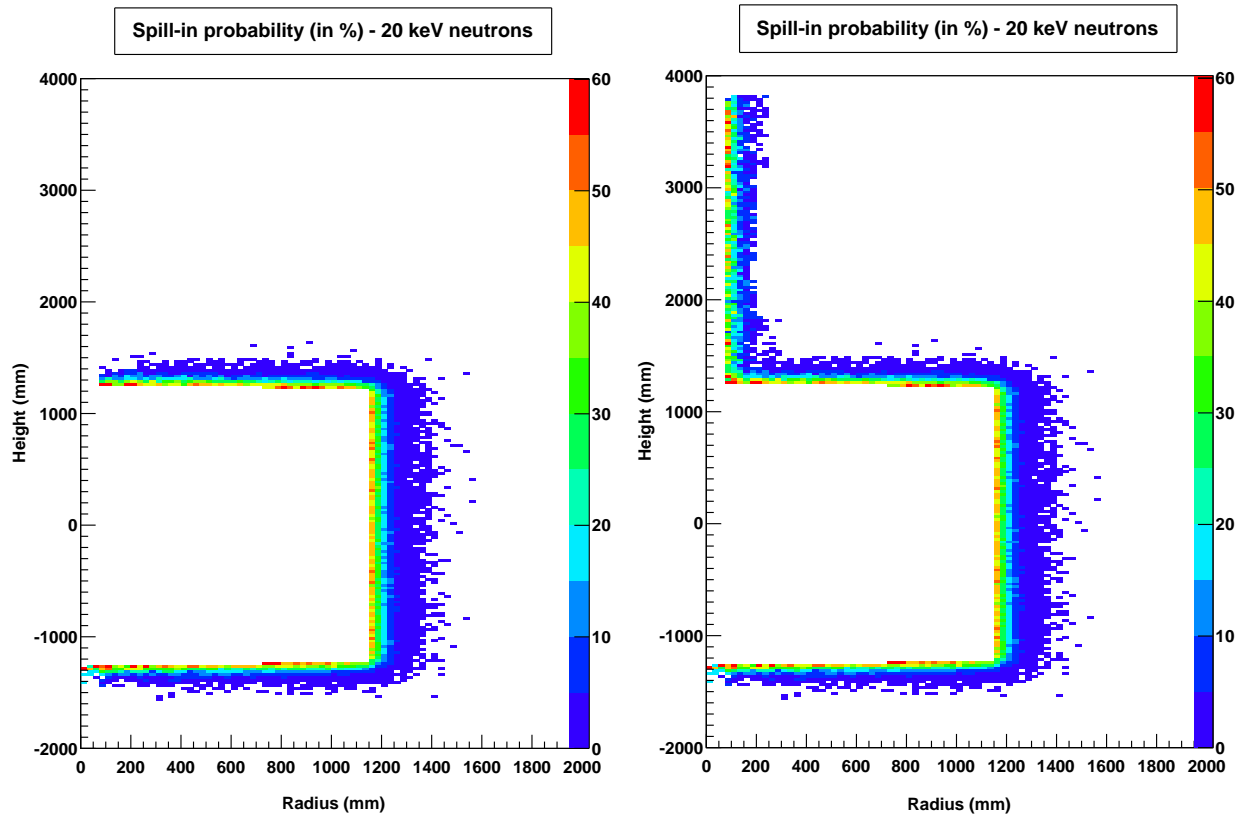


FIGURE 7.8 – Probabilité de réaliser un processus de spill-in en fonction de la position de l'événement généré dans l'enceinte γ -catcher pour des neutrons de 20 keV dans un volume défini comme la cible proprement dite (à gauche) ou comme l'ensemble cible + cheminée (à droite).

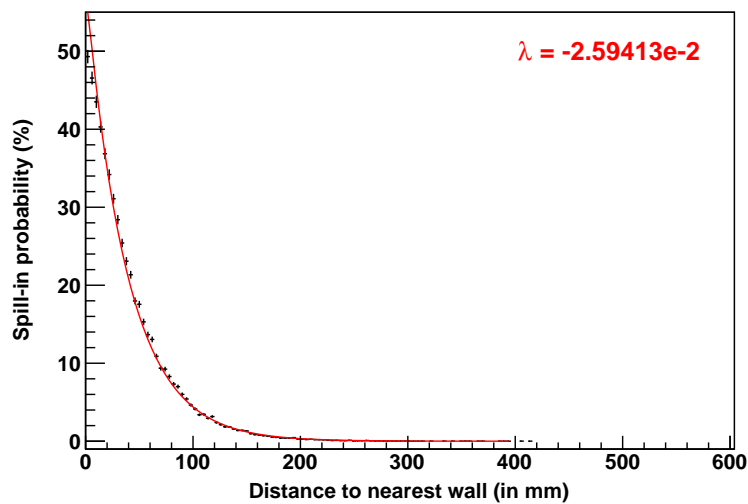


FIGURE 7.9 – Distance à la plus proche paroi en acrylique de l'enceinte cible des événements réalisant un processus de spill-in ($E_n = 20$ keV). La distribution est ajustée par une exponentielle dont le paramètre définit l'épaisseur de peau $\epsilon = 38,5$ mm.

Supposons un nombre N_0 d'interactions $\bar{\nu}_e$ dans le volume cible. Le nombre total d'événements de spill-out s'obtient simplement par la formule,

$$N_T^{\text{spill-out}} = N_0 \times P_{\text{spill-out},T} \quad (7.3)$$

avec $P_{\text{spill-out},T}$ la probabilité de spill-out pour un événement du volume cible calculée précédemment (tableau 7.2). De façon équivalente, le nombre total d'événements de spill-in vers la cible s'obtient en tenant compte des contributions des interactions $\bar{\nu}_e$ dans les volumes acrylique et γ -catcher :

$$N_T^{\text{spill-in}} = N_0 \times \frac{P_{\text{int},\text{GC}}}{P_{\text{int},T}} \times P_{\text{spill-in},\text{GC}} + N_0 \times \frac{P_{\text{int},A}}{P_{\text{int},T}} \times P_{\text{spill-in},A} \quad (7.4)$$

avec $P_{\text{spill-out},\text{GC}}$ et $P_{\text{spill-out},A}$ les probabilités de spill-out pour un événement dans du volume γ -catcher ou du volume acrylique calculée précédemment (tableaux 7.3 et 7.4).

Pour un nombre d'interactions N_0 vrai, on détecte un nombre d'événements $\bar{\nu}_e$ diminué des événements de spill-out de la cible et augmenté des effets de spill-in vers la cible :

$$N_{\text{détectés}} = N_0 - N_T^{\text{spill-out}} + N_T^{\text{spill-in}}. \quad (7.5)$$

Ce calcul peut également être appliqué au volume cible + cheminée en remplaçant la probabilité d'interaction dans la cible $P_{\text{int},T}$ par la probabilité d'interaction dans le volume regroupant la cible et la cheminée $P_{\text{int},T+C}$.

Le calcul numérique montre que les processus de spill-in sont plus nombreux que les processus de spill-out : le nombre total d'événements détectés sera plus important que le nombre N_0 d'interactions réelles dans le volume cible ou dans le volume cible + cheminée. Il y a donc augmentation du volume effectif. Pour des neutrons injectés d'énergie cinétique de 20 keV, une correction au nombre total d'événements de 5,06 % pour le volume cible et de 5,29 % pour le volume cible + cheminée doit donc être appliquée pour la première phase de l'expérience. Pour des neutrons d'énergie cinétique de 100 keV, les chiffres varient très peu et les valeurs des corrections à appliquer sont respectivement de 5,00 % et 5,22 %. Ces effets seront fortement réduits dans la deuxième phase de l'expérience. La prise en compte de la cheminée dans le volume fiduciel induit une augmentation de la correction à appliquer car les événements ayant lieu dans la cheminée du γ -catcher peuvent désormais participer au taux de comptage global.

Les facteurs correctifs calculés ne sont pas directement applicables aux données de l'expérience puisqu'aucun effet de reconstruction en énergie n'a été pris en compte. L'erreur associée à la détermination des effets de bord provient en grande majorité de la connaissance du nombre de protons contenus dans les volumes cibles, acrylique et γ -catcher. La détermination des probabilité de spill-in et de spill-out a été réalisée avec une très large statistique et l'incertitude peut être négligée devant la connaissance du nombre de protons cible. L'incertitude totale sur les facteurs correctifs est estimée à 0,8 % en tenant compte de l'incertitude sur le nombre de protons si la physique de Geant4 est bien adaptée.

7.3 Modélisation précise de la physique des neutrons

La simulation Monte-Carlo de l'expérience Double Chooz est basée sur l'utilisation du module interne de Geant4 pour décrire la physique des neutrons. Or, nous savons d'expérience que ce code présente des limitations importantes pour des neutrons d'énergie inférieure à quelques dizaines de MeV, limitations que nous explicitons dans la suite. Un code spécial dénommé NeutronTH [123], développé par l'équipe russe du laboratoire de Kurchatov, vient d'être mis à disposition de la collaboration à l'heure où nous écrivons ces lignes. En raison de contraintes temporelle de rédaction de ce manuscrit, nous n'avons pas pu utiliser ce code.

La communauté des physiciens de réacteurs, dont le travail nécessite une modélisation précise de la physique des neutrons de basse énergie, utilise des codes spécifiques pour la résolution des équations de transport neutronique comme les codes MCNP [124] ou TRIPOLI4 [125]. Dans l'attente d'une version utilisable du code NeutronTH, nous sommes entrés en contact avec des experts de la Direction de l'Energie Nucléaire (DEN) du CEA pour pouvoir adapter puis utiliser le code TRIPOLI4 pour les besoins de Double Chooz.

7.3.1 Limitations du code Geant4

Une des principales limitations du code de transport Geant4 est l'absence de traitement des liaisons atomiques. Pour bien comprendre l'importance de ce type de traitement, il est nécessaire d'évoquer le processus de thermalisation des neutrons. Dans un tel processus, les neutrons se mettent en équilibre thermique avec les atomes d'un milieu par une succession de collisions. À température ambiante, l'énergie cinétique de neutrons thermalisés est égale à $k_B T = 25$ meV avec $k_B = 1,38066 \times 10^{-23}$ J/K la constante de Boltzmann. Dans la simulation Monte-Carlo de Double Chooz, les atomes d'hydrogène sont tous considérés comme libres lors d'une collision avec un neutron. Or, dans la matière condensée les atomes sont liés par des liaisons chimiques qui possèdent une énergie de l'ordre de l'électron-volt. C'est pourquoi, quand un neutron atteint ces très basses énergie au cours de sa thermalisation, on ne peut plus considérer l'énergie de liaison négligeable devant celle du neutron dans une interaction avec un atome du milieu. Les processus de diffusion sur les atomes d'hydrogène induisent ainsi une modification du spectre en énergie des neutrons (voir figure 7.10) qui se durcit vers des plus hautes énergies. En raison de la section efficace en $1/v$ des processus de capture neutronique (voir figure 7.2) toute augmentation de l'énergie cinétique des neutrons induit une diminution du taux de capture et donc un temps de capture moyen plus long. On peut voir le phénomène comme une augmentation effective de la section efficace de diffusion sur les atomes d'hydrogène et donc une augmentation du nombre de collisions.

7.3.2 Études réalisées avec le code TRIPOLI4

Les physiciens de la DEN ont réalisé des simulations avec le code TRIPOLI4 pour Double Chooz en utilisant dans un premier temps un modèle à géométrie simplifiée. Le détecteur y est décrit jusqu'au niveau de l'enceinte γ -catcher par un ensemble de trois cylindres imbriqués

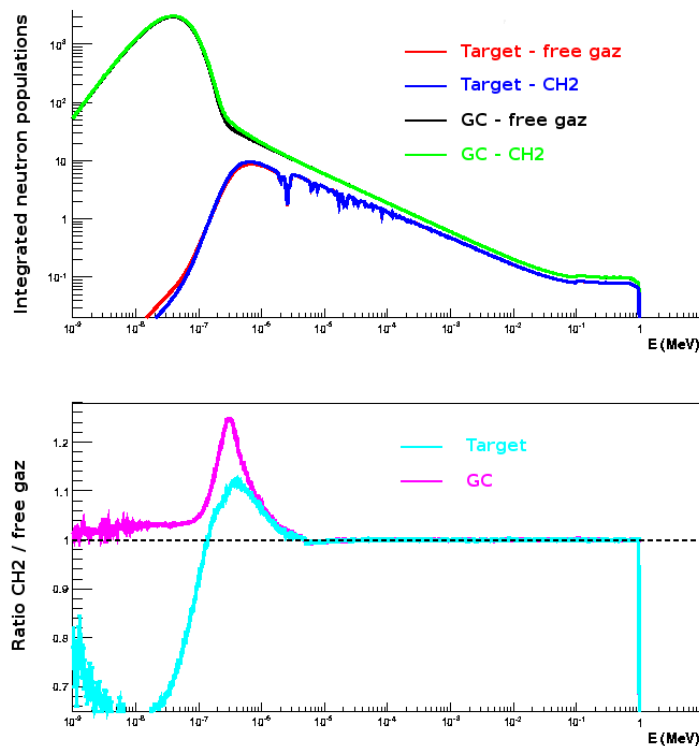


FIGURE 7.10 – En haut : populations intégrées dans la cible et dans le γ -catcher obtenues avec le code de réacteur TRIPOLI4 en considérant les atomes d’hydrogène libres où en les considérant liés de sous la forme CH_2 . Les populations intégrées sont obtenues en générant aléatoirement des neutrons dans une gamme en énergie de 0,1 à 1 MeV et en enregistrant l’énergie des neutrons après chaque processus de diffusion. L’intégrale des courbes des populations intégrées d’une même enceinte n’est pas la même puisque les neutrons réalisent plus de collisions lorsque l’on tient compte des liaisons chimique CH_2 . On peut distinguer une zone de résonances (entre 1 et 100 eV) due à la présence de gadolinium dans la cible. En bas : rapport des populations intégrées dans les deux hypothèses pour la cible et le γ -catcher. Les liaisons atomiques deviennent non négligeables pour un énergie inférieure à 5 eV.

les uns dans les autres correspondant aux volumes cible, acrylique et γ -catcher. Dans ces simulations, de nombreuses observables liées à la physique des neutrons peuvent être obtenues sous différentes hypothèses de traitement des liaisons atomiques. Plusieurs modélisations de la composition des liquides cible et γ -catcher ont été utilisées. Les simulations ont tout d’abord été réalisées sans traitement moléculaire particulier, c’est-à-dire dans l’hypothèse d’atomes hydrogène libres, puis en supposant que toutes les liaisons hydrogène sont de type CH_2 . Un modèle plus précis, décrivant également la présence de cycles benzéniques C_6H_6 a également été testé. Nous décrivons dans la suite les conséquence des différents traitements moléculaires sur les observables nécessaire à la physique de Double Chooz.

7.3.2.1 Impact des liaisons sur le temps de capture

L'impact des différents traitements moléculaires sur le temps de capture d'un neutron sur un atome de gadolinium est présenté sur la figure 7.11. On peut voir que la prise en compte de liaisons CH₂ augmente le temps moyen de capture d'un neutron sur un atome de gadolinium. L'effet est cependant marginal pour l'expérience Double Chooz puisque celui-ci passe de $25,40 \pm 0,40 \mu\text{s}$ dans l'hypothèse d'atomes d'hydrogène libres à $25,45 \pm 0,40 \mu\text{s}$ dans le cadre d'atomes d'hydrogène liés de façon CH₂. La description plus détaillée des liquides qui tient compte des cycles benzénique n'apporte que peu d'effet à celui observé dans une description CH₂. Puisque le temps de capture varie, même de façon faible, la proportion de neutrons dépassant la coupure temporelle à $100 \mu\text{s}$ change également de 2,26 à 2,37 %. Cependant, cette variation est de l'ordre de la barre d'erreur associée au résultat. Une incertitude de 0,2 % peut être associée à la détermination du nombre de neutrons perdus en raison de la coupure temporelle quelque soit le traitement moléculaire utilisé.

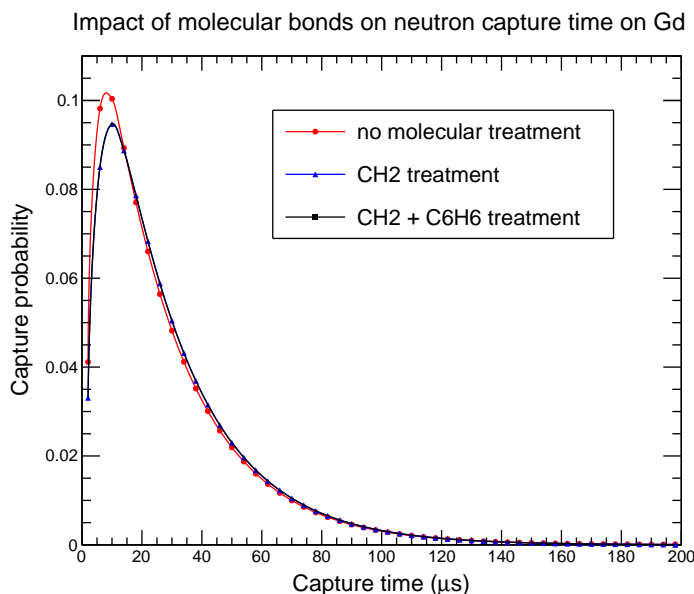


FIGURE 7.11 – Impact des liaisons moléculaires sur le temps de capture d'un neutron par un atome de gadolinium obtenu par simulations TRIPOLI4 pour des neutrons de 20 keV générés au centre de la cible.

7.3.2.2 Impact des liaisons sur les effets de bord

Nous avons discuté de l'augmentation du temps de capture moyen due à la prise en compte des liaisons moléculaires. On peut conclure de cette remarque que la distance parcourue par les neutrons dans les liquides est également plus importante. Cependant, il faut faire attention au fait que si la distance totale parcourue est bien plus grande dans le cas d'un traitement des liaisons moléculaires, les lois de renvoi angulaire des neutrons après interaction sont également modifiées. Un effet peu intuitif se produit : bien que la distance

réelle parcourue par les neutrons augmente, la distance à vol d'oiseau entre le lieu de production d'un neutron et son lieu de capture diminue. Cet effet a également été observé dans les premiers résultats obtenus avec le code NeutronTH [126]. Les conséquences sur les effets de bords sont importantes. L'épaisseur de peau des processus de spill-out dans la cible passe de 24 mm à 23 mm et celle des processus de spill-in dans le γ -catcher de 35 mm à 29 mm dans le cadre du traitement des liaisons moléculaires. L'épaisseur de peau de l'enceinte γ -catcher est plus sensible à la prise en compte des liaisons chimiques car elle ne contient pas de gadolinium. La correction à appliquer au nombre total de $\bar{\nu}_e$ détectés due aux effets de bords est réduite de 29 % pour des neutrons de 20 keV. Cet effet est non négligeable et doit être pris en compte pour obtenir une normalisation précise de la première phase de l'expérience. Les résultats obtenus et la comparaison avec Geant4 pour des neutrons de 20 keV sont présentés dans le tableau 7.6.

	Geant4	TRIPOLI4 (H)	TRIPOLI4 (CH ₂)
Spill-out total	-2,39 %	-2,30 %	-2,34 %
Spill-in total	+7,74 %	+8,34 %	+6,54 %
Excès d'événements	+5,35 %	+6,04 %	+4,20 %
Facteur correctif	-5,05 %	-5,69 %	-4,03 %

TABLE 7.6 – Comparaison des résultats des codes Geant4 et TRIPOLI4 et des résultats de TRIPOLI4 avec ou sans traitement des liaisons chimiques.

Les résultats obtenus sans tenir compte des liaisons atomiques avec les codes Geant4 et TRIPOLI4 sont proches. La différence provient des détails de géométrie non codés dans TRIPOLI4 et du fait que l'on travaille, dans TRIPOLI4, au niveau de l'énergie déposée et pas de l'énergie détectée. Néanmoins, l'écart relatif de 29 % obtenu par simulation TRIPOLI4 entre un modèle de gaz libre et un traitement des liaisons peut être appliqué aux résultats de la simulation Geant4. Pour des neutrons de 20 keV, le facteur correctif de -5,05 % du au courant de spill-in passe à une valeur de -3,58 %.

7.3.3 Modélisation détaillée de la géométrie de l'expérience Double Chooz dans TRIPOLI4

La géométrie complète de l'expérience Double Chooz, codée dans le format Geant4, a été convertie au format ROOT pour pouvoir être utilisée dans le cadre d'une étude complète avec le code TRIPOLI4. Les premiers résultats de cette étude seront disponibles à la rentrée 2010. On pourra ainsi, dans le cadre d'une physique des neutrons précisément modélisée, étudier la sensibilité de Double Chooz aux incertitudes de géométrie, de composition chimique des liquides cibles, de dopage en gadolinium que ce soit pour la première ou pour la deuxième phase de l'expérience. Un bilan complet des erreurs liées à la physique des neutrons sera ainsi réalisé.

Conclusion

A conclusion is the place where you got tired thinking.

Martin Henry Fischer

Les nombreux progrès expérimentaux réalisés ces dernières années en physique des neutrinos ont démontré sans ambiguïté le phénomène de conversion de saveur avec les preuves retentissantes de l'oscillation des neutrinos dans les secteurs atmosphérique et solaire. Les données actuelles renseignent sur deux angles de mélange et deux différences de masses au carré. Il subsiste encore un paramètre angulaire non encore déterminé, θ_{13} . Ce troisième angle de mélange est la pierre angulaire des effets des oscillations à trois familles puisqu'il gouverne les transitions à trois familles entre les deux secteurs déjà mis en évidence. Dans ce contexte, sa mesure est un des enjeux majeurs de la physique des neutrinos du XXI^{ème} siècle, non seulement d'un point de vue fondamental pour la compréhension du mélange des leptons mais également pour préparer les futurs programmes dédiés à la mesure de la phase δ de violation \mathcal{CP} , qui apparaît toujours multipliée par $\sin^2 \theta_{13}$ dans toutes les probabilités d'oscillation.

L'expérience Double Chooz a pour objectif la mesure de cet angle de mélange par celle de la probabilité de disparition des antineutrinos électroniques produits par les réacteurs de la centrale nucléaire de Chooz, située dans les Ardennes françaises. Elle s'appuie sur les acquis de la première expérience CHOOZ ainsi que sur de nombreuses améliorations techniques pour réaliser une mesure d'une précision encore jamais atteinte dans la détermination des paramètres du mélange des neutrinos. Le paramètre angulaire θ_{13} a déjà été contraint par l'expérience CHOOZ et l'on a $\sin^2 2\theta_{13} < 0,15$ à 90 % de degré de confiance pour $\Delta m_{31}^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. L'amélioration de ce résultat passe par une réduction drastique des erreurs statistiques et systématiques. Elle nécessite l'observation d'un échantillon de données conséquent mais également une maîtrise des incertitudes expérimentales liées à la production et à la détection des antineutrinos ainsi que des bruits de fond. Le concept de l'expérience Double Chooz repose sur l'utilisation de deux détecteurs identiques pour réaliser une mesure relative et donc s'affranchir autant que possible des incertitudes systématiques.

Le succès de l'expérience Double Chooz repose sur la maîtrise des bruits de fond et sur le contrôle des erreurs systématiques. Dans ce cadre nous avons effectué des mesures de radiopureté et mis en place un ensemble de procédures de propreté de façon à garantir la qualité de l'enceinte buffer. Ce travail a porté ses fruits et l'enceinte a été intégrée en

respectant le planning et le cahier des charges. La majeure partie du travail présenté concerne la détermination et le contrôle des principales erreurs systématiques de normalisation. Nous avons notamment mis en place la procédure de pesée pour la détermination du nombre de protons cible à 0,2 %, un point crucial pour la réussite de l'expérience. Par ailleurs la recherche du maximum de précision sur la prédiction des spectres $\bar{\nu}_e$ émis par les réacteurs nucléaires nous a conduit à une révision des prédictions utilisées jusqu'alors. Le travail réalisé sur la compréhension puis l'amélioration de la conversion des données électrons de l'ILL en spectres antineutrinos a conduit à la correction d'un biais de normalisation de 3 %. La prise en compte de ce biais est essentielle pour la phase I de l'expérience, sans être négligeable lors de la phase II. Enfin, notre étude des incertitudes liées à la physique des neutrons a montré des effets de bords non négligeables à l'interface cible/ γ -catcher. En effet, la diffusion de neutrons au travers de l'acrylique entraîne un courant de neutrons du γ -catcher vers la cible correspondant à une surestimation d'environ 5 % des événements réels. Le Monte-Carlo de la collaboration, basé sur Geant4, est connu pour sa mauvaise description de la neutronique à basse énergie. Nous avons donc engagé une collaboration avec des physiciens de la communauté réacteur afin de bénéficier de leur expertise. Nous avons alors pu montrer que les évaluations des effets de bord obtenus par simulation Geant4 doivent être corrigées d'environ 30 %.

Le travail sur la prédiction des spectres $\bar{\nu}_e$ a un impact qui s'étend au-delà de la seule expérience Double Chooz, à toutes les expériences mettant en jeu des neutrinos de réacteurs. Les expériences de contrôle des réacteurs nucléaires avec la sonde neutrino vont bien sûr profiter de notre travail, et la réanalyse des données des expériences CHOOZ et KamLAND conduira à une révision des limites actuelles sur la valeur de l'angle de mélange θ_{13} .

L'expérience Double Chooz est actuellement en cours d'installation et le détecteur lointain réalisera sa première prise de données à l'automne 2010. La première phase de l'expérience permettra de vérifier le bon fonctionnement du détecteur lointain et d'améliorer rapidement la contrainte en $\sin^2 2\theta_{13}$ par rapport aux résultats de l'expérience CHOOZ et peut être de commencer à observer un signal compatible avec une oscillation de saveur. Dans tous les cas, la mise en service du détecteur proche dans le courant de l'année 2012 permettra de s'assurer de la bonne compréhension du signal recueilli dans le détecteur lointain, d'améliorer notamment la précision de l'expérience par la réduction du niveau total d'erreur systématique, et le cas échéant de démontrer effectivement l'observation d'un signal d'oscillation. De plus, la mesure précise d'un spectre en énergie non distordu sera également utile pour des études de non prolifération.

L'expérience Double Chooz permettra d'apporter une information capitale sur la valeur de l'angle de mélange θ_{13} dans les cinq années à venir et de mettre en place une stratégie plus ciblée pour la recherche de violation \mathcal{CP} dans le secteur leptonique. Cette violation nous ouvrirait une fenêtre sur l'asymétrie observée en la matière et l'antimatière de l'Univers. L'explication de l'origine de cette asymétrie étant l'un des graals de la physique actuelle.

Bibliographie

- [1] A. H. Becquerel. On the rays emitted by phosphorescence. *Comptes Rendus*, 122 :420–421, 1896.
- [2] J. Chadwick. The intensity distribution in the magnetic spectrum of β particles from radium (B + C). *Verh. Phys. Gesell.*, 16 :383–391, 1914.
- [3] W. Pauli. Dear radioactive ladies and gentlemen. *Phys. Today*, 31N9 :27, 1978.
- [4] E. Fermi. An attempt of a theory of beta radiation. *Z. Phys.*, 88 :161–177, 1934.
- [5] C. L. Cowan et al. Detection of the free neutrino : A Confirmation. *Science*, 124 :103–104, 1956.
- [6] G. Danby et al. Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 9 :36–44, 1962.
- [7] K. Kodama et al. Observation of tau-neutrino interactions. *Phys. Lett.*, B504 :218–224, 2001, hep-ex/0012035.
- [8] G. Alexander et al. Electroweak parameters of the Z^0 resonance and the Standard Model : the LEP Collaborations. *Phys. Lett.*, B276 :247–253, 1992.
- [9] B. T. Cleveland et al. Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. *Astrophys. J.*, 496 :505–526, 1998.
- [10] W. Hampel et al. GALLEX solar neutrino observations : Results for GALLEX IV. *Phys. Lett.*, B447 :127–133, 1999.
- [11] Fukuda S. et al. Determination of Solar Neutrino Oscillation Parameters using 1496 Days of Super-Kamiokande-I Data. *Phys. Lett.*, B539 :179–187, 2002, hep-ex/0205075.
- [12] B. Aharmim et al. Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of B-8 solar neutrinos from the 391-day salt phase SNO data set. *Phys. Rev.*, C72, 2005, nucl-ex/0502021.
- [13] Y. Fukuda et al. Atmospheric muon-neutrino / electron-neutrino ratio in the multiGeV energy range. *Phys. Lett.*, B335 :237–245, 1994.
- [14] R. Becker-Szendy et al. The Electron-neutrino and muon-neutrino content of the atmospheric flux. *Phys. Rev.*, D46 :3720–3724, 1992.
- [15] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :1562–1567, 1998, hep-ex/9807003.

- [16] E. Aliu et al. Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-based experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 94, 2005, hep-ex/0411038.
- [17] P. Adamson et al. Measurement of Neutrino Oscillations with MINOS Detectors in the NuMI Beam. *Phys. Rev. Lett.*, 101, 2008, hep-ex/0806.2237.
- [18] S. Abe et al. Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND. *Phys. Rev. Lett.*, 100, 2008, hep-ex/0801.4589.
- [19] E. D. Church et al. Statistical analysis of different $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ searches. *Phys. Rev.*, D66, 2002, hep-ex/0203023.
- [20] A. A. Aguilar-Arevalo et al. A Search for electron neutrino appearance at the $\Delta m^2 \sim 1\text{eV}^2$ scale. *Phys. Rev. Lett.*, 98, 2007, hep-ex/0704.1500.
- [21] M. Apollonio et al. Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station. *Eur. Phys. J.*, C27 :331–374, 2003, hep-ex/0301017.
- [22] F. Boehm et al. Final results from the Palo Verde Neutrino Oscillation Experiment. *Phys. Rev.*, D64, 2001, hep-ex/0107009.
- [23] M. Dine. The strong CP problem. 2000, hep-ph/0011376.
- [24] M. Kobayashi and T. Maskawa. CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Prog. Theor. Phys.*, 49 :652–657, 1973.
- [25] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata. Remarks on the unified model of elementary particles. *Prog. Theor. Phys.*, 28 :870–880, 1962.
- [26] E. Majorana. Theory of the Symmetry of Electrons and Positrons. *Nuovo Cim.*, 14 :171–184, 1937.
- [27] G. G. Ross. *Grand unified theories*. Reading, Usa : Benjamin/cummings (Frontiers In Physics, 60), 1884.
- [28] L. Chau and W. Keung. Comments on the Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix. *Phys. Rev. Lett.*, 53 :1802, 1984.
- [29] S. Eliezer and A. R. Swift. Experimental Consequences of Electron Neutrino - Muon Neutrino Mixing in Neutrino Beams. *Nucl. Phys.*, B105 :45, 1976.
- [30] H. Fritzsch and P. Minkowski. Vector-Like Weak Currents, Massive Neutrinos, and Neutrino Beam Oscillations. *Phys. Lett.*, B62 :72, 1976.
- [31] S. M. Bilenky and B. Pontecorvo. Again on neutrino oscillations. *Nuovo Cim. Lett.*, 17 :569, 1976.
- [32] C. Giunti. Theory of neutrino oscillations. 2004, hep-ph/0401244.
- [33] C. Giunti. Theory of neutrino oscillations. 2004, hep-ph/0409230.
- [34] C. Giunti. Neutrino wave packets in quantum field theory. *JHEP*, 11 :17, 2002, hep-ph/0205014.
- [35] L. Wolfenstein. Neutrino oscillations in matter. *Phys. Rev.*, D17 :2369–2374, 1978.

-
- [36] C. Amsler et al. Review of particle physics. *Phys. Lett.*, B667, 2008.
- [37] J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, and S. Basu. New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes. *Astrophys. J.*, 621 :85–88, 2005, astro-ph/0412440.
- [38] J. N. Abdurashitov et al. Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. *Phys. Rev.*, C60, 1999, astro-ph/9907113.
- [39] M. Altmann et al. GNO solar neutrino observations : Results for GNO I. *Phys. Lett.*, B490 :16–26, 2000, hep-ex/0006034.
- [40] Y. Fukuda et al. Solar neutrino data covering solar cycle 22. *Phys. Rev. Lett.*, 77 :1683–1686, 1996.
- [41] J. P. Cravens et al. Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-II. *Phys. Rev.*, D78, 2008, hep-ex/0803.4312.
- [42] Q. R. Ahmad et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 89, 2002, nucl-ex/0204008.
- [43] J. N. Bahcall. Solar models and solar neutrinos : Current status. *Phys. Scripta*, T121 :46–50, 2005, hep-ph/0412068.
- [44] T. Schwetz, M. A. Tortola, and J. W. F. Valle. Three-flavour neutrino oscillation update. *New J. Phys.*, 10, 2008, hep-ph/0808.2016.
- [45] S. Eidelman et al. Review of particle physics. *Phys. Lett.*, B592 :228–234, 2004.
- [46] W. W. M. Allison et al. Measurement of the atmospheric neutrino flavour composition in Soudan-2. *Phys. Lett.*, B391 :491–500, 1997, hep-ex/9611007.
- [47] Y. Ashie et al. A Measurement of Atmospheric Neutrino Oscillation Parameters by Super-Kamiokande I. *Phys. Rev.*, D71, 2005, hep-ex/0501064.
- [48] C. Giunti. Phenomenology of absolute neutrino masses. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 145 :231–236, 2005, hep-ph/0412148.
- [49] M. Cribier et al. MSW regeneration of solar ν_e in the earth. *Phys. Lett.*, B182 :89–94, 1986.
- [50] J. Bouchez et al. Matter Effects for Solar Neutrino Oscillations. *Z. Phys.*, C32 :499, 1986.
- [51] A. J. Baltz and J. Weneser. Matter Oscillations : Neutrino Transformation in the Sun and Regeneration in the Earth. *Phys. Rev.*, D37, 1988.
- [52] M. B. Smy et al. Precise Measurement of the Solar Neutrino Day/Night and Seasonal Variation in Super-Kamiokande-I. *Phys. Rev.*, D69, 2004, hep-ex/0309011.
- [53] X. Guo et al. A precision measurement of the neutrino mixing angle θ_{13} using reactor antineutrinos at Daya Bay. 2007, hep-ex/0701029.
- [54] J. K. Ahn et al. RENO : An Experiment for Neutrino Oscillation Parameter θ_{13} Using Reactor Neutrinos at Yonggwang. 2010, hep-ex/1003.1391.

- [55] F. Ardellier et al. Double Chooz : A search for the neutrino mixing angle θ_{13} . 2006, hep-ex/0606025.
- [56] Y. Hayato et al. Letter of intent : Neutrino oscillation experiment at JHF. 2003, http://neutrino.kek.jp/jhfnu/loi/loi_JHFcor.pdf.
- [57] Wikipedia. <http://commons.wikimedia.org/>.
- [58] Encyclopaedia Universalis. <http://www.universalis.fr/>.
- [59] ENDF. Evaluated Nuclear Data File <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/endl00.jsp>.
- [60] P. Huber and T. Schwetz. Precision spectroscopy with reactor anti-neutrinos. *Phys. Rev.*, D70, 2004, hep-ph/0407026.
- [61] H. O. Back et al. Study of phenylxylylene (PXE) as scintillator for low energy neutrino experiments. *Nucl. Instrum. Meth.*, A585 :48–60, 2008.
- [62] CAEN. Costruzioni Apparecchiature Elettroniche Nucleari <http://www.caen.it/nuclear/product.php?mod=V1721>.
- [63] Geant4. A toolkit for the simulation of the passage of particles through matter, <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>.
- [64] G. F. Knoll. *Radiation Detection And Measurement*. John Wiley and Sons, 2000.
- [65] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments : A How To Approach*. Springer, 1987.
- [66] Outokumpu. <http://www.outokumpu.com/>.
- [67] Wizenmann. <http://www.witzenmann.com/>.
- [68] Pvm Arcelor Distribution. <http://www.pvm.fr/>.
- [69] Th. A. Mueller. Bilan des tests de radiopureté des matériaux pour la réalisation des enceintes Buffer - Note technique Double Chooz.
- [70] A. Porta. Reactor neutrino detection for non proliferation with the Nucifer experiment. *J. Phys. Conf. Ser.*, 203, 2010.
- [71] M. Fechner et al. A large HPGe for radiopurity measurements. To be submitted to NIM.
- [72] ORTEC. <http://www.ortec-online.com/>.
- [73] ROOT. <http://root.cern.ch/drupal/>.
- [74] W. G. Winn. *Nucl. Instrum. Meth.*, A450 :430–440, 2000.
- [75] J. Morel, M. Etcheverry, and G. Riazuelo. Uranium enrichment measurement by x- and γ -ray spectrometry with the urados process. *Applied Radiation and Isotopes* 49, pages 9–11, 1998.
- [76] D. Budjs et al. Optimisation of the mc-model of a p-type ge-spectrometer for the purpose of efficiency determination. *Applied Radiation and Isotopes*, 67, 2009.

-
- [77] R. Calvet. *Le Sol - Propriétés et fonctions, Tome 1*. France Agricole Editions, 2003.
- [78] R. Svoboda et al. Double Chooz cleanliness plan - Note technique.
- [79] Th. A. Mueller. Cleanliness level for the buffer vessel integration - Note technique Double Chooz.
- [80] Th. A. Mueller and T. Lasserre. Cleanliness plan for the buffer vessel - Note technique Double Chooz.
- [81] Clear Clean. <http://www.cleanboss.com/Minicont.pdf>.
- [82] I. Abt et al. A new Ge-76 double beta decay experiment at LNGS. 2004, hep-ex/0404039.
- [83] Th. A. Mueller, K. Desjardin, and J. L. Sida. Caractérisation des non uniformités de la réflexion de l'enceinte buffer - Note technique Double Chooz.
- [84] C. Cercignani. *The Boltzmann equation and its applications*. Springer-Verlag, 1988.
- [85] K. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley and Sons, 1988.
- [86] H. Behrens and L. Szybisz. Shapes of Beta Spectra. *Zentrale Für Atomkernenergie-Dokumentation*, 1976.
- [87] A. Sirlin. General Properties of the Electromagnetic Corrections to the Beta Decay of a Physical Nucleon. *Phys. Rev.*, 164 :1767–1775, 1967.
- [88] P. Vogel. Private communication.
- [89] N. B. Gove and M. J. Martin. Atomic Data and Nuclear data Tables. 10 :210, 1971.
- [90] H. Behrens and W. Bürhing. *Electron radial wave functions and nuclear beta-decay*. Oxford Science Publications, 1982.
- [91] H. V. Klapdor and J. Metzinger. Calculation of the antineutrinos spectrum from thermal fission of U-235. *Phys. Lett.*, B112 :22–26, 1982.
- [92] P. Vogel et al. Reactor antineutrino spectra and their application to antineutrino-induced reactions. II. *Phys. Rev. C*, 24(4) :1543–1553, 1981.
- [93] F. Von Feilitzsch, A. A. Hahn, and K. Schreckenbach. Experimental beta spectra from Pu-239 and U-235 thermal neutron fission products and their correlated antineutrinos spectra. *Phys. Lett.*, B118 :162–166, 1982.
- [94] K. Schreckenbach et al. Determination of the antineutrino spectrum from U-235 thermal neutron fission products up to 9.5 MeV. *Phys. Lett.*, B160 :325–330, 1985.
- [95] A. A. Hahn et al. Antineutrino spectra from Pu-241 and Pu-239 thermal neutron fission products. *Phys. Lett.*, B218 :365–368, 1989.
- [96] W. Mampe et al. The double focusing iron-core electron-spectrometer BILL for high resolution (n,e-) measurements at the high flux reactor in Grenoble. *Nuclear Instruments and Methods*, 154(1) :127–149, 1978.
- [97] N. H. Haag. Bestimmung des Antineutrinospektrums der Spaltprodukte von ^{238}U , Diplomarbeit, Technische Universität München.

- [98] ENSDF. Evaluated Nuclear Structure Data File
<http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
- [99] O. Meplan et al. MURE : MCNP Utility for Reactor Evolution - Description of the methods, first applications and results, Proceedings of the ENC 2005 (CD-Rom) - ENC 2005 - European Nuclear Conference. Nuclear Power for XXIst Century : from basic research to high-tech industry, France.
- [100] JEFF-3.1.1. Joint Evaluated Fission and Fusion File
<http://www.nea.fr/html/dbdata/JEFF/index-JEFF3.1.1.html>.
- [101] FISPACT. <http://www.nea.fr/tools/abstract/detail/nea-1564>.
- [102] G. Audi et al. The Nubase evaluation of nuclear and decay properties. *Nucl. Phys.*, A729 :3–128, 2003.
- [103] J. C. Hardy et al. The essential decay of pandemonium : A demonstration of errors in complex beta-decay schemes. *Phys. Lett.*, B71 :307–310, 1977.
- [104] O. Tengblad et al. Integral ν -spectra derived from experimental β -spectra of individual fission products. *Nucl. Phys.*, A503 :136–160, 1989.
- [105] R. C. Greenwood et al. Measurement of β^- -decay intensity distributions of several fission-product isotopes using a total absorption γ -ray spectrometer. *Nucl. Instrum. Meth.*, A314 :95–154, 1992.
- [106] T. Yoshida and R. Nakasima. Possible origin of the gamma-ray discrepancy in the summation calculations of fission product decay heat. *J. Nucl. Sci. Technol.*, 36 :393–407, 1981.
- [107] A. Algora et al. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology. 2007.
- [108] J. L. Tain and D. Cano-Ott. Algorithms for the analysis of β -decay total absorption spectra. *Nucl. Instrum. Meth.*, A571 :728–738, 2007.
- [109] J. L. Tain and D. Cano-Ott. The influence of the unknown de-excitation pattern in the analysis of β -decay total absorption spectra. *Nucl. Instrum. Meth.*, A571 :719–727, 2007.
- [110] A. Letourneau. On the normalisation of the ILL electron-spectra - Note Double Chooz.
- [111] K. Schreckenbach et al. Absolute measurement of the beta spectrum from ^{235}U fission as a basis for reactor antineutrino experiments. *Phys. Lett.*, B99 :251–256, 1981.
- [112] B. R. Holstein. Electromagnetic corrections to allowed nuclear beta decay. *Phys. Rev.*, C9(5) :1742–1747, 1974.
- [113] Th. A. Mueller et al. Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra. To be submitted to *Phys. Rev. C*.
- [114] P. Vogel. Conversion of electron spectrum associated with fission into the antineutrino spectrum. *Phys. Rev.*, C76, 2007, hep-ph/0708.0556.
- [115] MySQL. <http://www.mysql.com/>.

-
- [116] Th. A. Mueller, J. C. Barrière, and T. Lasserre. Détermination du nombre de protons cibles de l'expérience Double Chooz au moyen d'une mesure de pesée - Note technique Double Chooz.
- [117] Flintec. <http://www.flintec.fr/>.
- [118] C. Gailledreau. Débitmètres massiques. *Techniques de l'ingénieur*, R2300, 1996.
- [119] Siemens. <http://www.automation.siemens.com/>.
- [120] ALYOTECH. <http://www.alyotech.fr/>.
- [121] G. Mention. Thèse de doctorat - Etude des sensibilités et bruits de fond de l'expérience Double Chooz pour la recherche du paramètre de mélange leptonique θ_{13} .
- [122] P. Vogel and J. F. Beacom. The angular distribution of the neutron inverse beta decay, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. *Phys. Rev.*, D60, 1999, hep-ph/9903554.
- [123] A. Etenko et al. Description of the NeutronTH code - Private communication.
- [124] MCNP. A General Monte Carlo N-Particle Transport Code
<http://mcnp-green.lanl.gov/>.
- [125] TRIPOLI. <http://www.nea.fr/tools/abstract/detail/nea-1716>.
- [126] C. Langbrandtner. Impact of the NeutronTH code - Double Chooz Analysis Meeting. 2010.

Annexe A

Tests de radiopureté des matériaux des enceintes buffer

A.1 Les lots de matériaux en acier inoxydable

La fabrication et la fourniture des matériaux nécessaires à la construction des enceintes buffer a été fractionnée entre quatre entreprises. Ces entreprises se sont engagées à minimiser le nombre de coulées d'acier nécessaires à la fabrication des matériaux et à nous livrer un minimum d'un échantillon par coulée utilisée.

Lot de l'entreprise 2C : l'entreprise est en charge de l'approvisionnement matière des profilés raidisseurs qui forment le "squelette" de l'enceinte buffer. C'est également elle qui a la charge de fournir les matériaux nécessaires à la soudure des profilés entre eux ainsi qu'à celle des plaques 3 mm sur les profilés. En ce qui concerne les profilés, huit échantillons nous ont été livrés.

Type de profilé	Longueur (en mm)	Quantité
Profilé U 100×50×6×6	88	2
Profilé U 100×50×6×6	200	2
Profilé T 100×100×10	88	2
Profilé T 100×100×10	200	2

TABLE A.1 – Descriptif du lot d'échantillons de profilé raidisseur fourni par l'entreprise 2C.

Il faut ajouter à ces échantillons ceux concernant les matériaux de soudure des plaques 3 mm sur l'armature :

- 2 kg de barres de soudure MIG en 308L avec certificat,
- 2 kg de fil TIG,
- 1 électrode de tungstène avec 2% de lanthane.

Lot de l'entreprise Witzenmann : l'entreprise est chargée de fournir le matériel nécessaire à la fabrication et à l'intégration des divers tubes de sortie des câbles des photomultiplicateurs, du tube de vidange et du tube d'expansion des enceintes buffer des détecteurs de Double Chooz. Neuf lots d'échantillons nous ont été livrés.

Dimension / référence matière	N° de lot
Baguette soudure - inox 316L	MP 15230
Flexible ref RS331 S00 DN 20 - inox 1,4541	FMI 17679
Flexible ref RS331 S00 DN 50 - inox 1,4541	0MI 16546
Coude \varnothing 60.3×1.6 - inox 304L	PC 2783
Coude \varnothing 26.9×1.6 - inox 304L	PC 2792
Tube \varnothing 60.3×1.6 - inox 304L	MI 16018
Tube \varnothing 26.9×1.6 - inox 304L	MI 16009
Tube \varnothing 60.3×3.9 pour embout lisse \varnothing 60.3×1.6 - inox 304L	MI 16010
Rond \varnothing 28 pour embout lisse \varnothing 26.9×1.6 - inox 304L	MI 15947

TABLE A.2 – Lot d'échantillons Witzenmann pour la fabrication des tubes de sortie de l'enceinte buffer.



FIGURE A.1 – Lot d'échantillons Witzenmann pour la fabrication des tubes de sortie de l'enceinte buffer.

Lot de l'entreprise Pum Arcelor Distribution : l'entreprise est en charge de l'approvisionnement matières des aciers inoxydables 304L pour la réalisation des pieds de l'enceinte buffer et 316L pour la réalisation de la bride supérieure. Quatorze échantillons cylindriques de différents diamètres et épaisseurs nous ont été livrés.

Type d'acier	Dimensions (mm)	Quantité
304L	10×88	3
304L	10×200	3
304L	20×88	2
304L	20×200	2
304L	30×88	1
304L	30×200	1
304L	80×88	1
304L	80×200	1

TABLE A.3 – Descriptif du lot de 14 échantillons fourni des pieds et de la bride supérieure de l'enceinte buffer.

Lot de l'entreprise Outokumpu : l'entreprise est en charge de l'approvisionnement matière des tôles de 3 mm pour les deux buffer de l'expérience Double Chooz. Nous avons reçus deux lots distincts de 26 et 6 tôles d'acier inoxydable de $3 \times 2000 \times 2000$ mm.

A.2 Protocole de test

Les différents échantillons ont été fractionnés puis envoyés dans différents laboratoires en plus de celui du CEA :

- Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) - France,
- Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) - Italie,
- Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) - USA,
- Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) - USA,
- Max-Planck-Institut für Kernphysik (MPIK) - Allemagne,
- et Technische Universität München (TUM) - Allemagne.

Avant d'être envoyés dans les différents laboratoires, les échantillons ont été découpés (si nécessaire), nettoyés et conditionnés à Saclay. Pour s'adapter au mieux aux géométries des différents détecteurs, certains échantillons ont été redimensionnés sans porter d'attention spéciale au matériel de découpe utilisé. Tous les échantillons (à l'exception des barres de soudures et des flexibles DN 20 et DN 50) ont été nettoyés dans un laboratoire de chimie dédié selon le protocole suivant :

- dégraissage au savon,
- rinçage à l'eau déminéralisée,
- puis séchage par ventilation d'azote sous pression.

Ils ont ensuite été emballés sous vide dans des films prévus à cet effet puis stockés dans des sacs plastiques de type "Ziploc" avant d'être expédiés dans les différents laboratoires souterrains pour mesure par spectroscopie γ .

A.3 Résultats des tests de radiopureté

Nous présentons l'ensemble des résultats obtenus selon le laboratoire dans lequel les échantillons ont été testés. Les résultats sont donnés à la fois sous forme d'activité et de concentration. Les conversions entre activité et concentration des descendants des chaînes de désintégrations ne sont valables que si la chaîne a atteint son équilibre séculaire. Nous séparons les tests des plaques d'acier de 3 mm qui ont été réalisés dans plusieurs laboratoires différents.

A.3.1 Test réalisé au LSM

Les baguettes de soudure - inox 304L ont été mesurées par Pia Loaiza avec le détecteur Mafalda. Pour s'adapter au mieux à la géométrie du détecteur les baguettes de soudure d'une longueur d'environ 1 m ont été redimensionnées dans une longueur de 15 cm. L'échantillon fourni a une masse totale de 203 g et a été testé pendant 94 h. Les limites supérieures sont données à un niveau de confiance de 95%, tandis que les mesures sont données à plus ou moins 68% de degré de confiance.

^{226}Ra	< 5 mBq/kg	< 0.41 ppb U
^{228}Ra	< 10 mBq/kg	< 2.46 ppb Th
^{228}Th	(2.09 ± 0.97) mBq/kg	(0.51 ± 0.24) ppb Th
^{40}K	(40.3 ± 18.9) mBq/kg	(1.30 ± 0.61) ppm K
^{60}Co	(1.9 ± 0.9) mBq/kg	-

TABLE A.4 – Résultats du test de radiopureté pour les baguettes de soudure - inox 304L.

A.3.2 Tests réalisés au LNGS

Les mesures ont été effectuées par Matthias Laubenstein. Les limites supérieures sont données à un niveau de confiance de 95%, tandis que les mesures sont données à plus ou moins 68% de niveau de confiance.

- Cylindre d'acier 316L 80×88 : Pour s'adapter au mieux à la géométrie du détecteur, le cylindre a été redimensionné en un cylindre de plus faible hauteur 45×88. La masse totale de l'échantillon est de 1913 g. Le test a été effectué avec le détecteur GePV pour une période d'acquisition de 184 h.
- Tube \varnothing 60.3×1.6 - inox 304L : Pour d'adapter au mieux à la géométrie du détecteur, le tube a été découpé en tronçons de 45 mm de longueur eux même découpés en demi-tube dans le sens de la longueur pour un total de 10 échantillons de masse 501 g. Le test a été effectué avec le détecteur GePV pour une période d'acquisition de 261 h.

^{228}Ra	< 4.2 mBq/kg	< 1.0 ppb Th
^{228}Th	< 4.2 mBq/kg	< 1.0 ppb Th
^{226}Ra	< 2.4 mBq/kg	< 0.19 ppb U
^{234m}Pa	< 79 mBq/kg	< 6.4 ppb U
^{40}K	< 20 mBq/kg	< 0.64 ppm K
^{60}Co	(17 ± 2) mBq/kg	-

TABLE A.5 – Résultats du test de radiopureté pour le cylindre d'acier 316L 80×88.

^{228}Ra	< 11 mBq/kg	< 2.6 ppb Th
^{228}Th	< 6.2 mBq/kg	< 1.5 ppb Th
^{226}Ra	< 7.1 mBq/kg	< 0.57 ppb U
^{234m}Pa	< 0.19 mBq/kg	< 15 ppb U
^{40}K	< 32 mBq/kg	< 1 ppm K
^{60}Co	(42 ± 4) mBq/kg	-

TABLE A.6 – Résultats du test de radiopureté pour le tube $\varnothing 60.3 \times 1.6$ - inox 304L.

- Tube $\varnothing 26.9 \times 1.6$ - inox 304L : Pour d'adapter au mieux à la géométrie de détecteur, le tube a été découpé en tronçons de 100 mm de longueur eux même compressés et repliés pour une masse totale de 416 g. Le test a été effectué avec le détecteur GsOr pour une période d'acquisition de 283 h.

^{228}Ra	(5.2 ± 2.4) mBq/kg	(1.3 ± 0.6) ppb Th
^{228}Th	(8.0 ± 2.0) mBq/kg	(2.0 ± 0.5) ppb Th
^{226}Ra	(3.6 ± 1.6) mBq/kg	(0.29 ± 0.13) ppb U
^{234m}Pa	< 0.13 mBq/kg	< 11 ppb U
^{40}K	(61.0 ± 1.7) mBq/kg	(2.0 ± 0.6) ppm K
^{60}Co	(2.6 ± 0.7) mBq/kg	-

TABLE A.7 – Résultats du test de radiopureté pour le tube $\varnothing 26.9 \times 1.6$ - inox 304L.

- Tube $\varnothing 60.3 \times 3.9$ pour embout lisse 60.3×1.6 - inox 304L : Pour s'adapter au mieux à la géométrie du détecteur, le tube a été découpé en tronçons de 45 mm de longueurs eux mêmes découpés en demi-tube dans le sens de la longueur pour un total de 10 échantillons de masse 1041 g. le test a été effectué avec le détecteur GsOr pour une période d'acquisition de 159 h. En raison de sa très forte teneur en ^{60}Co le tube est rejeté. Un nouvel échantillon provenant d'une nouvelle coulée de matière a été livré par l'entreprise Witzenmann.

^{228}Ra	< 10 mBq/kg	< 2.4 ppb Th
^{228}Th	(5.6 ± 1.4) mBq/kg	(1.4 ± 0.3) ppb Th
^{226}Ra	(8.2 ± 1.5) mBq/kg	(0.67 ± 0.12) ppb U
^{234m}Pa	< 0.33 mBq/kg	< 27 ppb U
^{40}K	< 8.0 mBq/kg	< 0.26 ppm K
^{60}Co	(0.36 ± 0.02) Bq/kg	-

TABLE A.8 – Résultats du test de radiopureté pour le tube $\varnothing 60.3 \times 3.9$ - inox 304L.

A.3.3 Tests réalisés au LBNL

Les mesures ont été effectuées par Alan R. Smith avec le détecteur MERLIN (BKY). Les limites supérieures sont données à un niveau de confiance de 90%.

- Echantillon 1 : 3 disques d’acier 304L 10×200 + 2 disques d’acier 304L 20×200 . Pour s’adapter au mieux à la géométrie du détecteur, ces disques ont été redimensionnés en “rectangles” de 150×75 (6 \times 3 pouces). Deux pièces rectangulaires ont été obtenues à partir de chaque disque soit un total de 10 échantillons.
- Echantillon 2 : 2 kg de barres de soudure TIG. Pour s’adapter au mieux à la géométrie du détecteur, les barres ont été découpées en pièces de 150 mm de longueur (6 pouces).
- Echantillon 3 : 4 coudes à 90° $\varnothing 60.3 \times 1.6$ - inox 304L. Pour s’adapter au mieux à la géométrie du détecteur, les coudes ont été “aplatis” à la presse hydraulique.
- Echantillon 4 : 12 coudes à 90° $\varnothing 26.9 \times 1.6$ - inox 304L.
- Echantillon 5 : 2 kg de fil enroulé sur bobine plastique. Durant le transport vers les USA, la bobine de support s’est cassée entraînant un travail supplémentaire de rembobinage du fil à Berkeley. Seule la moitié de la masse totale de fil a été testée.

Echantillon	Masse	Durée	U	Th	K	^{60}Co
1	11558 g	95 h	< 0.1 ppb	0.9(3) ppb	< 0.1 ppm	5.0(4) mBq/kg
2	2122 g	76 h	< 0.2 ppb	< 1 ppb	1.4(4) ppm	22(2) mBq/kg
3	1045 g	95 h	< 0.4 ppb	< 1 ppb	< 0.6 ppm	< 4 mBq/kg
4	988 g	133 h	< 0.4 ppb	< 1 ppb	1.9(6) ppm	< 2 mBq/kg
5	1197 g	142 h	< 0.5 ppb	< 0.9 ppb	9(1) ppm	< 3 mBq/kg

TABLE A.9 – Résultats des tests de radiopureté effectués au Lawrence Berkeley National Laboratory.

A.3.4 Tests réalisés au MPIK

Les mesures ont été effectuées par Hardy Simgen avec le détecteur Corrado. Les limites supérieures sont données à un niveau de confiance de 90%.

- 6 disques d’acier 304L 10, 20 et 30×88 : pour une masse totale de 4580 g et un temps d’acquisition de 246 h

^{226}Ra	< 10 mBq/kg	< 0.8 ppb U
^{228}Th	(17 ± 4) mBq/kg	(4.1 ± 0.9) ppb Th
^{228}Ra	< 9.3 mBq/kg	< 2.3 ppb Th
^{40}K	< 25 mBq/kg	< 0.8 ppm K
^{60}Co	< 5.6 mBq/kg	-

TABLE A.10 – Résultat du test de radiopureté pour les 6 disques d’acier 304L 10, 20 et 30×88.

- Flexible ref RS331 S00 DN 50 -inox 1.4541 : Pour s’adapter au mieux à la géométrie du détecteur le flexible a été découpé en 10 tronçons de 100 mm compressés en “anneaux” à la presse hydraulique soit une masse de 800 g. Temps d’acquisition de 195 h.

^{226}Ra	< 14 mBq/kg	< 1.1 ppb U
^{228}Th	(17 ± 9) mBq/kg	(4.2 ± 2.2) ppb Th
^{228}Ra	< 26 mBq/kg	< 6.3 ppb Th
^{40}K	< 82 mBq/kg	< 2.6 ppm K
^{60}Co	< 13 mBq/kg	-

TABLE A.11 – Résultats du test de radiopureté pour le flexible ref RS331 S00 DN 50 -inox 1.4541.

- Flexible ref RS331 S00 DN 20 -inox 1.4541 : Pour s’adapter au mieux à la géométrie du détecteur le flexible a été découpé en 7 tronçons de 100 mm soit une masse de 200 g. Temps d’acquisition de 211 h.

^{226}Ra	< 32 mBq/kg	< 2.6 ppb U
^{228}Th	< 28 mBq/kg	< 6.9 ppb Th
^{228}Ra	< 62 mBq/kg	< 15.3 ppb Th
^{40}K	(132 ± 67) mBq/kg	(4.3 ± 2.2) ppm K
^{60}Co	< 30 mBq/kg	-

TABLE A.12 – Résultats du test de radiopureté pour le flexible ref RS331 S00 DN 20 -inox 1.4541.

A.3.5 Test réalisé à TUM

La mesure de l’électrode de tungstène avec 2% de lanthane pour soudure à l’arc électrique a été effectuée par Martin Hoffman avec le détecteur germanium de Munich. Les résultats sont donnés à un niveau de confiance de 90%.

^{40}K	< 4.81 Bq/kg	< 186 ppm K
^{232}Th	(6.21 ± 0.63) Bq/kg	(1528 ± 155) ppb Th
^{238}U	< (4.64 ± 0.73) Bq/kg	(344 ± 54) ppb Th
^{60}Co	< 70.39 mBq/kg	-

TABLE A.13 – Résultats des tests de radiopureté l'électrode de tungstène.

A.3.6 Tests réalisés au CEA Saclay

Les mesures ont été effectuées par Cara Henson avec le détecteur germanium fourni par l'université UC Davies (Californie) et installé sur l'ancien site de l'ALS à Saclay. Les résultats sont donnés à 90% de degré de confiance.

- Echantillon 1 : 4 profilés U $100 \times 50 \times 6 \times 6$ pour une masse totale de 5333 g. Ils ont été comptés pendant une période de 237 h.
- Echantillon 2 : 4 profilés T $100 \times 100 \times 10$ pour une masse totale de 8327 g. Ils ont été comptés pendant une période de 184 h.
- Echantillon 3 : Nouveau tube $\varnothing 60.3 \times 3.9$ pour embout lisse 60.3×1.6 - inox 304L de masse 1720 g. Il a été compté pour une période de 97 h.
- Echantillon 4 : Rond $\varnothing 28$ pour embout lisse $\varnothing 26.9 \times 1.6$ - inox 304 de masse 1064 g. Il a été compté pour une période de 95 h.

Echantillon	U	Th	K	^{60}Co
1	(11.4 ± 3.8) ppb	< 6.32 ppb	< 11.1 ppm	< 25.1 mBq/kg
2	< 5.7 ppb	< 2.16 ppb	< 3.42 ppm	(10.9 ± 2.6) mBq/kg
3	< 22.3 ppb	< 11.9 ppb	< 33.8 ppm	< 60.1 mBq/kg
4	< 141.0 ppb	< 40.5 ppb	< 78.6 ppm	< 205 mBq/kg

TABLE A.14 – Résultats des tests de radiopureté effectués au CEA Saclay.

A.3.7 Tests des plaques d'acier 3 mm

Les échantillons des deux lots des plaques d'acier 3 mm ont été envoyés dans trois laboratoires différents pour pouvoir comparer les résultats des différents dispositifs de comptage.

Les mesures de la contamination en ^{40}K sont en accord qu'elles aient été effectuées au LSM ou au LNGS. Il n'y a pas de mesure du LLNL. Pour les mesures de la contamination en ^{60}Co du lot n°1, les résultats du LSM et du LNGS sont en accord à 1.5σ . La limite obtenue au LLNL semble trop conservatrice. Pour le lot n°2, les mesures sont en excellent accord.

		Modane	LGNS	LLNL	
Lot n°1	^{60}Co	13.6 ± 2.0	17 ± 2	5.5	mBq/kg
	^{238}U	0.5 ± 0.2	0.24 ± 0.09	< 0.1	10^{-9} g/g
	^{232}Th	0.5 ± 0.1	1.10 ± 0.20	< 0.1	10^{-9} g/g
	^{40}K	< 4.85	< 2.7	-	10^{-7} g/g
Lot n°2	^{60}Co	11.2 ± 2.5	9.4 ± 1.2	12.6 ± 1.2	mBq/kg
	^{238}U	$< ?$	0.20 ± 0.08	< 0.2	10^{-9} g/g
	^{232}Th	$< ?$	0.58 ± 0.03	< 0.6	10^{-9} g/g
	^{40}K	< 4.85	< 2.3	-	10^{-7} g/g

TABLE A.15 – Résumé des résultats des test de radiopureté effectués sur des échantillons de deux lots d'acier inoxydable de l'entreprise Outokumpu.

Pour la contamination en ^{238}U et en ^{232}Th , les résultats obtenus au LLNL sont à nouveau en désaccord avec les mesures du LGNS et du LSM pour le lot n°1. Les résultats sont tous en accord pour le lot n°2.

Résumé :

L'expérience Double Chooz a pour but d'étudier les oscillations des antineutrinos électroniques produits par la centrale nucléaire de Chooz, située en France, dans la région des Ardennes. Elle conduira à une mesure d'une précision encore jamais atteinte sur la valeur de l'angle de mélange θ_{13} . L'amélioration de la connaissance actuelle sur ce paramètre, apportée par l'expérience CHOOZ, passe par une réduction des erreurs statistiques et systématiques, c'est-à-dire non seulement observer un échantillon de données conséquent, mais également maîtriser les incertitudes expérimentales intervenant dans la production et la détection des antineutrinos électroniques. L'utilisation de deux détecteurs identiques permettra ainsi de s'affranchir de la grande majorité des incertitudes expérimentales limitant la sensibilité à la valeur de l'angle de mélange.

Nous présentons dans cette thèse la simulation des spectres antineutrinos issus de réacteurs que nous avons mis en place pour permettre le contrôle des sources d'erreurs systématiques liées à la production de ces particules par la centrale. Nous discutons également du travail effectué concernant le contrôle de la systématique de normalisation de l'expérience au travers de la détermination précise du nombre de protons cible par mesure de pesée et par l'étude du volume fiduciel des détecteurs nécessitant une modélisation précise de la physique des neutrons.

Après trois années de prise de données à deux détecteurs, Double Chooz permettra d'observer un signal d'oscillation pour $\sin^2 2\theta_{13} > 0,05$ (à 3σ) ou bien, si aucune oscillation n'est découverte, de mettre une limite de $\sin^2 2\theta_{13} < 0,03$ à 90% de confiance.

Mots-clés : Double Chooz, oscillations de neutrinos, angle de mélange θ_{13} , spectres de réacteurs, liquide scintillant, neutrons

Abstract :

The Double Chooz experiment aims to study the oscillations of electron antineutrinos produced by the Chooz nuclear power station, located in France, in the Ardennes region. It will lead to an unprecedented accuracy on the value of the mixing angle θ_{13} . Improving the current knowledge on this parameter, given by the CHOOZ experiment, requires a reduction of both statistical and systematic errors, that is to say not only observing a large data sample, but also controlling the experimental uncertainties involved in the production and detection of electron antineutrinos. The use of two identical detectors will cancel most of the experimental systematic uncertainties limiting the sensitivity to the value of the mixing angle.

We present in this thesis, simulations of reactor antineutrino spectra that were carried out in order to control the sources of systematic uncertainty related to the production of these particles by the plant. We also discuss our work on controlling the normalization error of the experiment through the precise determination of the number of target protons by a weighing measurement and through the study of the fiducial volume of the detectors which requires an accurate modeling of neutron physics.

After three years of data taking with two detectors, Double Chooz will be able to disentangle an oscillation signal for $\sin^2 2\theta_{13} > 0.05$ (at 3σ) or, if no oscillations are observed, to put a limit of $\sin^2 2\theta_{13} < 0.03$ at 90% C.L.

Keywords : Double Chooz, Neutrino oscillations, θ_{13} mixing angle, reactor spectra, liquid scintillator, neutrons