



HAL
open science

Étude des neutrinos de réacteur : mise en place et caractérisation du détecteur Nucifer

Jonathan Gaffiot

► **To cite this version:**

Jonathan Gaffiot. Étude des neutrinos de réacteur : mise en place et caractérisation du détecteur Nucifer. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112286 . tel-00770675

HAL Id: tel-00770675

<https://theses.hal.science/tel-00770675>

Submitted on 7 Jan 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



CEA / Irfu - Service de Physique Nucléaire

THÈSE de DOCTORAT
de l'université Paris-Sud
École Doctorale MIPEGE
Discipline : Physique des Neutrinos

présentée
par

Jonathan Gaffiot

**Étude des neutrinos de réacteur : mise en place et
caractérisation du détecteur Nucifer**

Soutenue le 20 novembre 2012 devant le jury composé de :

Pierre	DESESQUELLES	Président du Jury
Alessandra	TONAZZO	Rapporteur
Fabrice	PIQUEMAL	Rapporteur
Serge	KOX	Examineur
Adam	BERNSTEIN	Examineur
Alain	LETOURNEAU	Directeur de thèse
Michel	CRIBIER	Invité

À Flore

Remerciements

Je suis très heureux de terminer ma thèse par la rédaction des remerciements, tant le travail en équipe est important, à la fois pour apprendre et avancer dans le projet et comme source permanente d'épanouissement personnel.

Cette thèse a été extrêmement enrichissante, avec notamment la découverte de la Science et de la recherche. Nucifer est un très beau projet, tout à fait adapté à une thèse par son échelle de temps et de complexité. Je suis particulièrement heureux des résultats que nous avons pu obtenir, même si les neutrinos ne sont pas (encore) au rendez-vous, car le détecteur a parfaitement fonctionné et l'analyse de données a été d'une redoutable efficacité.

Je remercie donc d'abord l'IRFU et son directeur Philippe CHOMAZ de m'avoir permis d'effectuer cette thèse (avec la bourse de secours), ainsi que Michel GARÇON et Héloïse GOUTTE de m'avoir accueilli au Service de Physique Nucléaire avec leur adjointe Françoise AUGER.

Je suis très honoré qu'Alessandra TONAZZO et Fabrice PIQUEMAL aient accepté d'être mes rapporteurs, et également qu'Adam BERNSTEIN, Serge KOX et Pierre DESESQUELLES aient pu siéger dans mon jury de soutenance. Et je remercie spécialement Michel CRIBIER d'avoir accepté d'être invité dans le jury.

Ces trois années ont été très intenses, au sein d'une super équipe où l'ambiance a toujours été positive et tournée vers la manip'. Je tiens d'abord à remercier Alain LETOURNEAU, mon directeur de thèse, qui m'a soutenu et guidé dans la thèse tout en me laissant de l'autonomie et de l'initiative. Je remercie ensuite David LHUILLIER, la locomotive-fusée locale au sens physique si solide, avec qui le travail quasi-quotidien m'a énormément appris.

Je remercie chaleureusement Thomas MUELLER de m'avoir laissé une place dans le bureau et d'avoir partagé avec moi son expérience et ses connaissances, ainsi que pour tous les bons moments extra-professionnels. Merci également à Antoine COLLIN qui m'a supporté pendant la rédaction, et je souhaite une bonne thèse à Maxime PÉQUIGNOT qui me succède.

Je tiens ensuite à remercier Stefano PANEBIANCO pour le co-encadrement des TL et pour les discussions toujours intéressantes. Merci également à Thomas MATERNA pour ses conseils en instrumentation.

Mais l'équipe Nucifer s'élargit au SPP, petite particularité à l'IRFU. Mes remerciements vont d'abord à Thierry LASSERRE et Michel CRIBIER, à l'origine de Nucifer et donc de ma thèse, et qui m'ont apporté toute leur expertise. Merci ensuite à mes senseï Maximilien FECHNER (vice-dieu du C++, sans qui je serais un piètre programmeur) et Guillaume MENTION (vice-dieu de la stat', sans qui je ne comprendrais pas grand chose aux incertitudes). Je remercie enfin Rachel QUÉVAL et Vincent DURAND, tous deux en thèse exclusivement sur Double Chooz et c'est bien dommage parce qu'on aura peu travaillé ensemble, ainsi que Matthieu VIVIER et Vincent FISCHER, venus renforcer l'équipe à la fin de ma thèse.

La science expérimentale n'est rien sans ses ingénieurs et techniciens, experts et praticiens de la haute technologie. Je veux ici exprimer toute ma reconnaissance aux services techniques

de l'IRFU, de Nantes et d'Heidelberg, et je tiens à remercier particulièrement l'équipe technique locale : Rémi GRANELLI, notre chef de projet, Pierre STARZYNSKI et Gilles PRONO, qui ont apporté un savoir-faire irremplaçable dans la réalisation du détecteur, Yves PIRET, qui a réalisé le logiciel d'acquisition et assuré le support sans ménager son temps, et Nathalie PEDROL MARGALEY, qui a intégré le système de mesures environnementales. Et merci également à tous les experts que nous avons pu consulter et qui nous ont accordé un peu de leur temps, tels Loris SCOLA et Gilles COULLOUX à la conception, Eric DELAGNES, Philippe LEGOU et Jean-marc REYMOND sur l'électronique et notamment nos fameux « splitters », et Pierre-François HONORÉ sur l'informatique. Remerciements spéciaux à Lise BOUVET et Lionel LATRON pour leurs efforts dans la réalisation des dossiers de sûreté et de sécurité.

Je veux également remercier tous les stagiaires avec qui j'ai travaillé et grâce à qui le projet a avancé : Joaquin ARANCIBIA NUESCH, Nicolas BOISSET et Romain REBOULEAU lors de la mise en place de l'électronique et des premiers codes, avec la radonisation du liquide ; Corentin JOSSE lors de la caractérisation finale à l'ALS ; et la « team analyse » de cet été avec Johan PELZER (qui nous revient un jour par semaine pendant quelques mois de plus), Vincent FISCHER (qui a rejoint l'équipe en thèse), Quentin HERBAUT et Gaetan BOIREAU.

Le projet Nucifer est une collaboration maintenant internationale. Merci à nos partenaires français de Subatech, et en particulier à Andi CUCOANES, avec qui j'ai travaillé sur les PM et leurs bases au début de ma thèse quand il était post-doc chez nous. Merci également au groupe neutrino du MPIK Heidelberg, notamment à Christian BUCK, pour nous avoir offert si vite un bon liquide scintillant en remplacement de notre liquide catalogue inutilisable. Merci toujours aux membres du SERMA venu nous apporter leur expérience de la simulation réacteur, Éric DUMONTEIL, Cédric JOUANNE, François-Xavier HUGOT et Fausto MALVAGI ; je retrouve ainsi quelques connaissances de mon stage de fin d'études. Enfin, un grand merci aux équipes d'Osiris pour leur très bon accueil et le partage de leur expérience du réacteur.

Une thèse c'est aussi l'environnement de travail et son ambiance, et j'ai eu de la chance au SPhN. Un grand merci donc à l'équipe de la salle café du bas et notamment à Étienne BURTIN, Nicole D'HOSE, Pierre GUICHON dit PAM, Valérie POYETON, Andrea FERRERO, Isabelle PACQUETET et Isabelle RICHARD pour toutes les discussions et la bonne humeur. Plus professionnellement, merci aussi au support administratif de Danielle CORET, au support technique de Patrick CHAMPION, au support informatique de Gilles TRICOCHÉ et re-merci à Isabelle RICHARD que je suis allé embêter à chacune de mes missions.

Merci à tous les étudiants du laboratoire, stagiaires et thésards qui font vivre le labo (voire la recherche), et en particulier Lucie GRENTE, Charlotte AMOUROUX, Jean-François LEMAITRE côté noyau et fission ; Gabriel CHARLES, Vincent ANDRIEUX et Marie BOER côté hadronique ; Fabien DECHERY et Corinne LOUCHART pour les JRJC.

Je veux également remercier Stéphane BOURGANEL, mon directeur de stage, ainsi que quelques professeurs tels que Jean-Paul BERLAND (physique en sup'), Clément LEMAIGNAN (matériaux pour le nucléaire), Hervé LEMONNIER (thermohydraulique diphasique) et tous les autres professeurs du Génie Énergétique et Nucléaire de l'ENSPG, pour m'avoir lancé efficacement vers la physique.

Finalement, je veux terminer par un hommage à deux communautés : d'abord à la communauté scientifique, qui a bâti le formidable assemblage de connaissances sur lequel j'apporte quelques données supplémentaires ; et ensuite à la communauté du logiciel libre, qui a écrit et partagé cet autre formidable assemblage, de codes, de langages et d'outils qui sont à la base d'une grande partie de mon travail de thèse, et même de notre vie quotidienne.

Table des matières

Introduction	1
1 Neutrinos	5
1.1 Cadre théorique	5
1.1.1 Cadre théorique de la physique contemporaine	5
1.1.2 Modèle Standard	7
1.1.3 Interaction électrofaible et brisure de symétrie	7
1.2 Neutrinos	10
1.2.1 Introduction au neutrino	10
1.2.2 Découverte des oscillations	10
1.2.3 Conséquences théoriques de l'oscillation des neutrinos	14
1.3 Oscillation des neutrinos	16
1.3.1 Principe de l'oscillation	16
1.3.2 État de l'art	22
1.3.3 Conclusion	29
2 Réacteur, neutrino et garanties nucléaires	31
2.1 Physique des réacteurs	31
2.1.1 La fission et la réaction en chaîne	31
2.1.2 Criticité	32
2.1.3 Spectres en énergie des neutrons	33
2.1.4 Réacteur nucléaire	35
2.1.5 Évolution du combustible nucléaire	38
2.2 Neutrinos de réacteurs	39
2.2.1 Production des neutrinos de réacteur	39
2.2.2 Spectre électron, spectre neutrino	41
2.2.3 Conversion des spectres électrons en spectres neutrinos	43
2.2.4 Effets hors équilibre	44
2.3 Garanties nucléaires	46
2.3.1 Physique de la bombe nucléaire	46
2.3.2 Fabrication du combustible militaire	48
2.3.3 Non-prolifération	52
2.3.4 Apport des neutrinos de réacteur	55
2.4 Conclusion	56

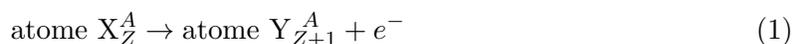
3	Description du projet Nucifer	59
3.1	Principe de l'expérience	59
3.1.1	Objectifs du projet	59
3.1.2	Réacteur Osiris	61
3.1.3	Détection des antineutrinos électroniques	65
3.1.4	Bruits de fond	68
3.2	Détecteur Nucifer	71
3.2.1	Conception	71
3.2.2	Description du détecteur Nucifer	71
3.2.3	Dispositifs de surveillance du détecteur	75
3.2.4	Système de remplissage et mesure de pesée	77
3.2.5	Estimation des bruits de fond	78
3.3	Électronique et acquisition	79
3.3.1	Principe	79
3.3.2	Baie électronique	80
3.3.3	Bases des photomultiplicateurs	82
3.3.4	Séparation des signaux	84
3.3.5	Numérisation des signaux	86
3.3.6	Logique de déclenchement	88
3.3.7	Logiciel d'acquisition	90
4	Schéma d'analyse	93
4.1	Stratégie d'analyse de données	93
4.1.1	Analyse de données	93
4.1.2	Suite logicielle d'analyse	94
4.1.3	Format de données et décodage des données binaires	94
4.1.4	Analyse automatique et analyse finale	95
4.1.5	Transfert et traitement des données	98
4.1.6	Cahier d'expérience virtuel ELOG	98
4.2	Simulation de la propagation	100
4.2.1	Schéma de simulation	100
4.2.2	Taux de détection théorique	100
4.2.3	Simulation MURE du réacteur	103
4.3	Simulation NuMC de la propagation	104
4.3.1	Calcul du facteur géométrique	104
4.3.2	Simulation du spectre en énergie visible	105
4.4	Simulation GEANT4 du détecteur	106
4.4.1	GEANT4	106
4.4.2	Géométrie	107
4.4.3	Cartes de données	107
4.4.4	Modèle physique	108
4.4.5	Observables et sorties	109
4.5	Prédictions pour Nucifer à Osiris	110
4.5.1	Facteur géométrique	110
4.5.2	Efficacité de détection	111
4.5.3	Taux de détection attendu	113
4.5.4	Estimation de la sensibilité à une oscillation	114

5	Liquides scintillants	117
5.1	Scintillation	117
5.1.1	Mécanisme de la scintillation	117
5.1.2	Composition d'un liquide scintillant	118
5.1.3	Dopage au gadolinium	119
5.2	Discrimination par analyse de forme ou PSD	120
5.2.1	Définition	120
5.2.2	Caractérisation de la PSD	121
5.3	Liquides de Nucifer	123
5.4	Expérience	125
5.4.1	Liquides scintillants mesurés	126
5.4.2	Sources radioactives	126
5.4.3	Montages	127
5.4.4	Acquisition par carte MATAcq	127
5.5	Analyse	128
5.5.1	Analyse en temps	129
5.5.2	Calcul des FoM en fonction du décalage entre Q_{tail} et Q_{tot}	130
5.6	Résultats de la première série de mesure	130
5.6.1	Rendement lumineux avec source ^{60}Co	130
5.6.2	PSD avec source ^{252}Cf	131
5.7	Résultats de la seconde série de mesure	133
5.7.1	Rendement lumineux avec source ^{60}Co	133
5.7.2	PSD avec source ^{252}Cf	135
6	Tests et caractérisation au laboratoire	139
6.1	Étalonnage en énergie	139
6.1.1	Piédestal et gain	139
6.1.2	Modèle phénoménologique de collecte des charges	141
6.1.3	Résultats	142
6.1.4	Linéarité en charges de l'acquisition	144
6.1.5	Sources radioactives	145
6.1.6	Droite d'étalonnage	147
6.2	Étalonnage en temps	149
6.2.1	Horloge NIMbox	149
6.2.2	Horloge TDC	150
6.2.3	Référence en temps	151
6.2.4	Calculs des temps morts	152
6.2.5	Corrélations entre événements	152
6.3	PSD dans Nucifer	153
6.3.1	Source AmBe externe en coïncidence	153
6.3.2	Source bismuth-polonium	154
7	Tests et mesures à Osiris	159
7.1	Échelle d'énergie	159
7.1.1	Données de DEL	159
7.1.2	Données de sources radioactives	160
7.1.3	Comparaison avec la simulation	162

7.1.4	Stabilité	165
7.2	Bruits de fond réacteur éteint	167
7.2.1	Muons, saturations et corrélations	167
7.2.2	Événements simples	169
7.2.3	Événements corrélés	172
7.3	Réacteur allumé	177
7.3.1	Événements simples	177
7.3.2	Événements corrélés	179
7.4	Barycentres et origine du bruit de fond	180
7.5	Perspectives	183
7.5.1	Améliorations expérimentales	183
7.5.2	Actualisation des bruits de fond attendus	183
7.5.3	Potentiel de découverte d'une oscillation	185
Conclusion		187
Bibliographie		194
A Acronymes		195
B Autre synthèse de combustible		197
C Compteur germanium		199
D Schéma additionnels		205
E Mesure du temps de décroissance des liquides scintillants		211
E.1	Modélisation de la décroissance	211
E.2	Principe de l'expérience	212
E.3	Réalisation de l'expérience	212
E.4	Résultats	213
E.5	Perspectives	214
F Réaction β inverse		217
G Compléments		221
G.1	Déclenchement des DEL	221
G.2	Compléments d'analyse	221
G.3	Simulation	229

Introduction

L'histoire des neutrinos commence à la fin du XIX^e siècle, avec la découverte de la radioactivité naturelle, due à Henri Becquerel en 1896 [1]. On découvre alors que la matière peut émettre spontanément un rayonnement très énergétique, bien différent de la fluorescence et de la phosphorescence. Très vite, l'étude de la radioactivité montre que des rayonnements aux propriétés bien différentes sont émis. Les radioactivités α , β et γ sont alors définies par leur émission de charges respectivement positives, négatives et neutres. La poursuite des travaux montre que la radioactivité β est l'émission par l'atome d'un électron, qui venait alors d'être découvert dans les tubes cathodiques, accompagnée d'un changement chimique mais sans changement de masse. Le même phénomène est mis en évidence avec l'émission d'une particule semblable mais de charge positive, nommée alors positon : on distingue donc la radioactivité β^- et la radioactivité β^+ . Le phénomène est alors compris comme étant :



avec X l'atome père, Y l'atome fils, A la masse et Z la charge de l'atome.

La différence de masse entre l'état initial et l'état final étant fixée, la conservation de l'énergie impose que l'énergie libérée soit la même pour toute désintégration β , et qu'elle soit partagée entre noyau fils et électron de manière unique (cinématique classique à 2 corps). Or les premières expériences montrent plutôt que l'électron peut prendre différentes énergies. En 1914, James Chadwick mesure précisément le spectre en énergie de l'électron et montre que ce spectre est continu, allant de zéro à la différence de masse entre état final et état initial [2]. De plus, des mesures complémentaires indiquent que le spin n'est pas non plus conservé lors de la désintégration β .

En 1930, Wolfgang Pauli propose que la désintégration β libère non pas 2 particules mais 3, la nouvelle particule emportant l'énergie manquante [3]. Cette particule serait neutre pour expliquer sa non-détection, de très faible masse pour expliquer la largeur du spectre de l'électron et la conservation apparente de la masse lors du processus, et de spin 1/2 pour permettre la conservation du spin. Pauli propose alors le nom de « neutron » pour la nouvelle particule, mais ce nom sera finalement attribué au nucléon neutre découvert par James Chadwick en 1932. En 1933, Enrico Fermi propose sa fructueuse théorie de l'interaction faible [4], qui permet d'expliquer la désintégration β et qui reprend la particule de Pauli sous son nom définitif de « neutrino ». La désintégration β^- est alors vue comme l'émission d'un électron et d'un antineutrino par un noyau constitué de neutrons et de protons :



avec X le noyau père, Y le noyau fils, A le nombre de nucléons et Z le nombre de protons.

La théorie de l'interaction faible de Fermi décrit une interaction ponctuelle de 4 particules, avec une nouvelle constante de couplage G_F dite constante de Fermi¹. Cette théorie permet alors de prédire diverses réactions mettant en jeu un (anti)neutrino pouvant conduire à une détection, et notamment la réaction bêta inverse, c'est-à-dire l'absorption d'un antineutrino par un proton donnant un neutron et un positon :

$$\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n \quad (3)$$

Dès lors, il est possible de calculer la section efficace de cette réaction :

$$\sigma \approx E_{\bar{\nu}}^2 \times 9,3 \times 10^{-20} \text{ barn au-delà de } 1,8 \text{ MeV} \quad (4)$$

avec $E_{\bar{\nu}}$ l'énergie de l'antineutrino en MeV. Des antineutrinos de quelques MeV (typiquement issus de β^-) auront donc une section efficace de l'ordre de 10^{-19} barn, quand les réactions neutrons/matière qui vont occuper Fermi les années suivantes ont des sections efficaces typiques de l'ordre du barn (plus ou moins quelques ordres de grandeurs). Dès lors, il faudra un flux d'antineutrinos extrêmement intense et un volume de détecteur très important pour arriver à une mise en évidence.

Après la découverte du neutron, Fermi s'est intéressé à la physique nucléaire et ses travaux l'ont donc mené à la théorie de l'interaction faible. Mais il s'est aussi intéressé aux réactions induites par neutrons, en bombardant différentes cibles avec cette nouvelle particule, créant de nouveaux noyaux et posant les bases de l'interaction neutron/matière, ce qui lui vaudra le prix Nobel en 1938. La fission, induite par neutron, est découverte en septembre 1939, alors que Fermi vient juste d'émigrer aux États-Unis. En 3 ans, il caractérise le phénomène, invente la neutronique et la physique des réacteurs et construit sous les gradins du stade de squash de l'université de Chicago le premier réacteur nucléaire, la fameuse « Chicago Pile 0 » ou CP0, qui diverge en décembre 1942. Tout le bagage théorique est alors en place pour construire des réacteurs nucléaires de puissance, qui trouveront 2 grandes utilisations : créer du plutonium pour les armes nucléaires et produire de l'énergie (sous forme de chaleur, surtout convertie en électricité, mais aussi en couple moteur pour la marine par exemple).

Comme chaque fission produit 2 fragments hautement instables subissant plusieurs désintégrations β^- avant de retrouver la stabilité, chaque fission conduit à l'émission de plusieurs antineutrinos. L'énergie libérée par fission étant par nature microscopique, de l'ordre de 200 MeV, le simple fait de passer à une puissance macroscopique, même 1 W, assure que le nombre de fissions par secondes dépasse le milliard, produisant au moins 10 milliards d'antineutrinos. Si le réacteur est de taille industrielle, de l'ordre du GW thermique, alors son émission d'antineutrinos atteint les 10^{20} par seconde. Les réacteurs nucléaires fournissent donc la source extrêmement intense d'antineutrinos nécessaire à leur détection. La théorie de l'émission et de la détection étant disponible depuis 1933, le dernier ingrédient nécessaire à l'apparition de la physique des neutrinos reste le détecteur.

Après des années passées à concevoir, réaliser et tester différents détecteurs, Frederick Reines et Clyde Cowan mettent finalement en évidence l'antineutrino en 1956, auprès du réacteur nucléaire américain de Savannah River [5, 6]. Ils utilisèrent la réaction β inverse sur les protons libres de 400 kg d'une solution de chlorure de cadmium, le positon, ses gammas d'annihilation et les gammas de capture du neutron sur le cadmium étant détectés par de larges cuves de liquide scintillant observées par des photomultiplicateurs.

1. $G_F/(\hbar c)^3 = 1,166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$

Aujourd'hui, nos connaissances sur le neutrinos se sont beaucoup enrichies : trois saveurs différentes ont été découvertes et associées aux leptons chargés, de nouvelles sources comme le soleil ont été étudiées, et le phénomène d'oscillation a montré que le neutrino est massif. Nous connaissons suffisamment le neutrino pour qu'il passe de l'objet d'étude à celui d'outil pour l'étude, de sujet à sonde, de recherche fondamentale à recherche appliquée. Comme le neutrino est intrinsèquement lié aux processus nucléaires en jeu dans le réacteur, la mesure précise du flux neutrino émis par un réacteur au cours du temps permet dans une certaine mesure de remonter à l'activité du réacteur.

Aujourd'hui, l'expérience Nucifer est toujours une mesure du flux d'antineutrinos de réacteur nucléaire. La méthode utilisée repose toujours sur la réaction β inverse, la masse du détecteur est toujours de l'ordre de la tonne et nécessite toujours un grand luxe de précautions et de blindages divers. L'électronique a progressé en performance et compacité, et le liquide scintillant, maintenant capable d'être enrichi en absorbant neutronique, est directement la cible des antineutrinos. La possibilité d'enregistrer et de traiter à la fois automatiquement et très efficacement les données offre la mesure en continu, donc l'augmentation du nombre de détections, et surtout permet un bien meilleur rejet des bruits de fond. En ajoutant la maîtrise des détecteurs offerte par l'expérience et la simulation, un détecteur comme Nucifer vise la détection de plusieurs milliers d'antineutrinos par jour sur un réacteur électrogène commercial, avec une technologie mature et de mise en œuvre connue.

Aujourd'hui, pourtant, une anomalie dans les comparaisons de flux de neutrinos de réacteurs mesurés et calculés a été mise en évidence [7], signe que la physique des neutrinos est loin d'être une thématique bouclée. Cette anomalie repose sur des mesures et des simulations complexes, avec une précision de quelques pourcents. Certaines données évoluent encore, comme le temps de vie du neutron, et la prédiction des spectres d'émissions antineutrino par les réacteurs est encore discutée. L'erreur n'est donc pas exclue, mais on ne peut s'empêcher de penser à l'oscillation des neutrinos, responsable dans certaines conditions de la disparition d'une partie du flux attendu. Comme les oscillations entre les trois neutrinos connus sont maintenant bien établies, il faut alors un nouveau neutrino pour une nouvelle oscillation. Une nouvelle expérience comme Nucifer peut fournir de précieux indices sur cette hypothèse.

Nucifer est donc une expérience de mesure d'antineutrinos de réacteurs, qui s'est fixée deux objectifs : le premier, une application, avec la démonstration de la faisabilité de la surveillance à distance des réacteurs nucléaires ; et le second, une recherche fondamentale, avec l'étude de l'hypothèse d'une nouvelle oscillation vers une nouvelle particule. La difficulté du projet réside dans le haut niveau de bruit de fond induit par la proximité avec le réacteur et la surface. La construction du détecteur a commencé en 2009 dans notre laboratoire avec un prototype, réutilisant une cuve immédiatement disponible et la remplissant d'un liquide scintillant standard. La partie centrale du détecteur, composée de la cuve définitive et de toute l'instrumentation, était en place en 2011. L'intégration à Osiris a commencé à l'automne et fini en mars 2012, avec les premières données dans la foulée.

Deux chapitres théoriques introduiront cette thèse : le premier reviendra sur les neutrinos et leurs propriétés, et le second sur le réacteur nucléaire, le nucléaire militaire et leurs liens qui expliquent le besoin de surveiller les réacteurs. Ensuite le troisième chapitre décrira le détecteur Nucifer, le quatrième la stratégie d'analyse combinant traitement des données et simulation, et le cinquième les liquides scintillants et leurs propriétés utiles dans le cadre de l'expérience. Pour finir, le sixième chapitre montrera la caractérisation du détecteur dans notre laboratoire jusqu'à 2011 et le septième les résultats obtenus sur le réacteur Osiris de mars à juillet 2012.

Chapitre 1

Neutrinos

Dans toute la suite, le terme « neutrino » sera employé indifféremment pour les neutrinos ou les antineutrinos de toute saveur, si le contexte ne permet pas l’ambiguïté ou si la précision n’importe pas, et dans le cas contraire, la mention de la saveur ou de l’antimatière sera utilisée.

1.1 Cadre théorique

1.1.1 Cadre théorique de la physique contemporaine

Physique contemporaine

Le XX^e siècle a vu le concept de Science arriver à maturité, aboutissement d’une lente révolution dans la façon dont l’Homme se représente le monde et se représente par rapport à lui. L’idée clé réside dans le rejet de tout dogme ou vérité absolue pour y substituer la construction rationnelle et logique à partir de l’expérience objective du réel. Le concept s’accompagne d’une méthode, la recherche scientifique, qui s’appuie d’une part sur l’accumulation des observations et des mesures, et d’autre part sur un corpus théorique permettant l’interprétation, l’explication et la traduction en lois des faits constatés, à quoi il faut ajouter l’itération du processus pour construire un ensemble cohérent. La croissance très rapide des découvertes scientifiques et technologiques et les bouleversements profonds et récurrents de nos modes de vie qui en découlent depuis le XIX^e siècle montrent bien la portée considérable de la science.

La physique est le champ de la science restreint à l’étude de la matière, des rayonnements, et des forces, à l’exception notable du vivant. Ici, physique prend plus particulièrement le sens de physique fondamentale, c’est-à-dire la physique des constituants élémentaires de la matière et de leurs interactions, cherchant les lois ultimes régissant notre univers aux échelles les plus extrêmes. La physique contemporaine s’appuie sur un grand nombre de mesures réalisées en laboratoire et sur un non moins grand nombre d’observations, notamment astronomiques, et a abouti à deux grandes théories : la relativité générale et la théorie quantique des champs dotée du modèle standard. Ces deux théories décrivent l’Univers par un espace-temps à 4 dimensions, siège de trois forces ou interactions : électrofaible, forte et gravitation. À quoi s’ajoutent les constituants de la matière (et leurs analogues d’antimatière) : 6 quarks et 6 leptons, dont les 3 neutrinos. Malgré les points de convergence entre ces deux théories, des différences conceptuelles profondes empêchent encore de les réunir et évoquent l’idée qu’une théorie plus générale reste à bâtir.

Relativité générale

La relativité générale a trait à l'espace-temps, à la topologie de l'espace, aux liens entre énergie et matière et à la gravitation. L'espace et le temps sont reliés dans un même espace géométrique, donnant comme cadre général une variété différentielle à 4 dimensions. Les objets de cet espace mathématique sont donc des quadrivecteurs, et ils ont la particularité de déformer localement l'espace-temps qui les entoure s'ils représentent un objet physique massif. En posant comme principe que la vitesse de la lumière dans le vide est constante dans tous les référentiels (inertiels), une correspondance s'établit entre matière et énergie, traduite notamment dans la formule bien connue $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$, avec E l'énergie, p l'impulsion, m la masse et c la vitesse de la lumière. Une conséquence directe est que le temps et l'espace peuvent se dilater ou se contracter entre deux référentiels. En ajoutant comme principe que la masse inertielle (rapport force sur accélération) est égale à la masse grave (déformant l'espace-temps), la relativité générale identifie la déformation de l'espace-temps induite par la matière comme l'interaction gravitationnelle. On parle de relativité restreinte quand on considère l'espace-temps statique et plat, non déformé par la matière, c'est-à-dire en négligeant la gravitation.

Théorie quantique des champs

La théorie quantique des champs est le cadre général de la physique des particules contemporaine, décrivant forces et particules par des champs. Plus précisément, un ou des champs sont présents dans tout ou partie de l'espace, et leurs excitations décrivent soit des particules matérielles soit des particules médiatrices de force, selon le type de champ considéré. La description des champs présents passe généralement par la donnée d'un opérateur laplacien à ajouter aux termes standards du laplacien dynamique sans potentiel¹. Bien qu'au sens strict l'expression théorie quantique des champs ne le précise pas, il est aussi demandé que ces théories soient relativistes, c'est-à-dire qu'elles respectent les symétries de la relativité restreinte, et de jauge, c'est-à-dire que la structure en champs soit déterminée par un groupe local de symétrie continue, le groupe de jauge, fixant ainsi les paramètres libres redondants du système. Le laplacien est alors invariant sous le groupe de jauge, le groupe de Poincaré (pour la relativité restreinte), et en conséquence sous la combinaison des symétries C, P, et T, respectivement la conjugaison de charge, l'inversion spatiale (ou parité d'un opérateur) et l'inversion temporelle. Les symétries ont donc une place centrale en théorie quantique des champs (relativiste de jauge).

Pour construire un modèle physique, il faut d'abord se donner une jauge, sous la forme d'un groupe de Lie. Son algèbre de Lie associée définit les générateurs du groupe, et pour chaque générateur un champ vectoriel de jauge apparaît, identifié comme une des interactions du modèle. La quantification de ces champs apportent les particules médiatrices, appelées bosons. Le laplacien peut alors être écrit dans sa forme la plus générale, et ses termes restant peuvent être affectés aux particules matérielles ou fermions (voire à des champs non observés). Par construction, les bosons sont de spin entier et obéissent à la statistique de Bose-Einstein, alors que les fermions sont de spin demi-entier, obéissent à la statistique de Fermi-Dirac et par suite au principe d'exclusion de Pauli.

1. Un autre opérateur comme le hamiltonien ou une équation différentielle peuvent également être utilisés pour formaliser la théorie.

1.1.2 Modèle Standard

Groupe et particules

La physique contemporaine a abouti au modèle standard de la physique des particules, qui décrit l'ensemble des constituants élémentaires de la matière identifiés et leurs interactions. Ce modèle est une théorie quantique des champs relativiste dotée de la 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. Il en découle douze bosons de jauge, auxquels on ajoute douze fermions (et leurs 12 antiparticules) : six quarks et six leptons (voir tableau 1.1). Les six leptons sont divisés en leptons neutres, les trois neutrinos ν , et en leptons chargés négativement, l'électron e^- , le muon μ^- et le tauon τ^- . Les 6 quarks sont répartis en 3 familles : up et down, strange et charm, bottom (ou beauty) et top (ou truth). Les leptons sont également répartis en 3 familles ou saveurs : électronique, muonique, tauique.

Interaction forte

Le sous-groupe $SU(3)_C$ est largement indépendant des deux autres membres du produit cartésien formant le groupe de jauge : il représente l'interaction forte, décrite spécifiquement par la chromodynamique quantique, dont les vecteurs sont les gluons. Cette interaction, très intense et toujours attractive, n'agit que sur les particules portant une couleur (assimilable à une « charge forte »). Trois couleurs sont présentes dans la théorie : bleu, rouge et vert, plus les anticouleurs correspondantes. Les gluons, vecteurs de l'interaction forte, portent eux-mêmes une couleur et une anticouleur ; ils sont donc eux-mêmes sensibles à cette interaction², d'où une complexité qui limite sérieusement les développements théoriques. De plus, cette propriété fait rapidement diverger l'interaction au fur et à mesure que la distance entre particules augmente, au point que l'énergie de liaison atteint la masse d'une paire quark/antiquark, et qu'un nouveau hadron est créé. Bien que la masse des gluons soit nulle, la portée de l'interaction forte est donc limitée par ce phénomène de confinement à l'échelle du femtomètre : les états liés entre quarks, les hadrons, sont des combinaisons de 2 ou 3 quarks, pas davantage à notre connaissance. Parmi eux, les nucléons peuvent encore se lier pour former différents noyaux atomiques, mais en compétition avec la répulsion coulombienne, ce qui limite grandement le nombre de noyaux stables.

1.1.3 Interaction électrofaible et brisure de symétrie

Interactions électrofaible et électromagnétique

Le sous-groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ décrit l'interaction électrofaible, qui se brise spontanément en deux à basse énergie, l'échelle d'énergie étant donnée par la masse des bosons W^\pm et Z^0 : $m_{W^\pm} = (80,399 \pm 0,023) \text{ GeV } c^{-2}$ et $m_{Z^0} = (91,1876 \pm 0,0021) \text{ GeV } c^{-2}$ [8]. On trouve donc aux basses énergies l'interaction faible et l'interaction électromagnétique, qui peuvent le plus souvent être traitées séparément. L'électrodynamique quantique, historiquement la première des théories quantiques des champs (basée sur le groupe $U(1)$), décrit très efficacement l'interaction électromagnétique, avec une précision jamais contredite par l'expérience. Cette interaction n'agit que sur les particules électriquement chargées, donc les quarks et les trois leptons chargés. Son médiateur est le photon, de masse nulle (et qui n'interagit pas

2. Les 8 gluons vecteurs sont des combinaisons linéaires des 3 gluons colorés et des 3 antigluons anticolorés.

avec lui-même), ce qui confère à cette interaction une portée infinie. Elle est attractive entre charges opposées, et répulsive sinon. L'interaction faible est, à basse énergie, en partie décrite par la théorie de Fermi, mais les problèmes récurrents de modélisation amenèrent justement à l'unification avec l'électromagnétisme pour obtenir enfin une théorie recouvrant toutes les observations.

Interaction faible

L'interaction faible agit sur l'ensemble des particules connues (quarks et leptons), par l'intermédiaire des très massifs bosons W^\pm (on parle de courant chargé, car ils transportent une charge électrique) et Z^0 (on parle de courant neutre). À basse énergie, un de ces bosons ne peut être que virtuel, avec une durée de vie dictée par le principe d'incertitude d'Heisenberg : $\Delta E \Delta t \sim \hbar$, d'où une durée de vie $\Delta t \sim \hbar/mc^2$ de l'ordre de 10^{-26} s. Cela ne confère à l'interaction faible qu'une portée de l'ordre de $c\Delta t \sim 10^{-18}$ m, d'où sa très faible probabilité d'occurrence et le qualificatif de « faible ». En plus de ses bosons vecteurs massifs, l'interaction faible a d'autres propriétés uniques : elle viole les symétries C, P et CP (équivalent à la violation de T), elle ne forme pas d'état lié, et elle peut changer la charge et la saveur d'une particule (par échange de bosons W^\pm). Elle est à la base des désintégrations du muon, du tauon et de nombreux hadrons. La violation de la symétrie de parité P est d'ailleurs maximale : l'interaction faible est dite chirale, elle n'agit par courant chargé que sur les particules de chiralité gauche (ou les antiparticules de chiralité droite). Ici, la chiralité est une propriété quantique (en toute rigueur définie par l'opérateur dit γ^5), développée pour rendre compte de cette asymétrie de l'interaction qui rappelle la chiralité chimique (image miroir d'une molécule non superposable). À basse énergie, les réactions les plus courantes comme la désintégration β sont des réactions par échange de W^\pm , l'interaction faible paraît alors complètement chirale.

L'interaction faible est la seule interaction du modèle standard couplant les neutrinos. Comme toutes les particules, le neutrino est également sensible aux déformations de l'espace-temps induites par les corps massifs, et puisqu'il est massif à la gravitation elle-même.

Brisure de symétrie

La brisure de symétrie électrofaible est particulièrement importante dans le modèle standard. En effet, une théorie quantique des champs relativiste de jauge ne peut contenir de terme de masse, ce qui entraîne la nullité de la masse de tous ses champs (incluant les bosons et les fermions). L'utilisation de ce type de théorie pour modéliser la physique nécessite donc un mécanisme ad hoc permettant de fournir une masse aux particules. Le modèle standard ajoute à la théorie canonique un terme supplémentaire, ou champ de Higgs. Pour un champ donné, l'ajout de ce terme dans le lagrangien (dont il respecte scrupuleusement les symétries) conduit à un potentiel qui n'est plus minimal lorsque le champ est nul. À basse énergie, le champ est donc piégé dans le puits de potentiel autour de son minimum, et un développement limité montre que le potentiel effectif résultant ne respecte plus les symétries du modèle standard et génère le terme de masse voulu. On parle alors de symétrie spontanément brisée. Cette brisure, en plus de donner leur masse aux W^\pm , Z^0 et fermions (à travers les couplages de Yukawa), génère une particule supplémentaire, dit boson de Higgs H^0 (bien qu'il ne soit médiateur d'aucune interaction). Ce boson a été découvert le 4 juillet 2012 par les expériences Atlas et CMS du CERN, qui observent les collisions dans le Grand Collisionneur de Hadrons (ou LHC pour « Large Hadron Collider »). Ses propriétés doivent encore être confirmées.

	fermions			bosons de jauge	couplage
quark	u	c	t	$g \times 8$	~ 1
	d	s	b		
				Z^0, W^+, W^-	$\frac{G_F m_p^2 c}{\hbar^3} = 1,17 \cdot 10^{-5}$
leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	γ	$\frac{e^2}{4\pi\hbar c} = 7,3 \cdot 10^{-3}$
	e	μ	τ		

TABLE 1.1 – **Fermions et bosons de jauge du modèle standard.** Le boson de Higgs H^0 n'est pas un boson de jauge, il s'agit d'un boson scalaire unique dans sa catégorie.

Conclusion

Pour comparer l'intensité des différentes interactions, il est d'usage de prendre le cas de deux protons au contact. On calcule alors le couplage de chaque interaction, un nombre sans dimension donnant la norme de la force entre les 2 protons. Les résultats, présentés dans le tableau 1.1, montrent que pour ce système particulier la hiérarchie est conforme aux attentes : la force électromagnétique s'intercale entre les forces fortes et faibles. La gravitation est ici complètement négligeable, sa constante de couplage valant $Gm_p^2/4\pi\hbar c = 5 \times 10^{-40}$.

Le modèle standard est un grand succès de la physique moderne : à ce jour aucune déviation significative de ses prédictions n'a pu être mise en évidence. Comme on le verra dans la partie suivante, l'oscillation des neutrinos oblige à rajouter des termes au modèle standard minimal, mais ne remet pas en cause ses prédictions. L'édifice est maintenant complet, avec la découverte le 4 juillet 2012 par les expériences Atlas et CMS du boson de Higgs, dont la masse d'environ 126 GeV est parfaitement conforme aux attentes.

Pourtant, le modèle standard reste insatisfaisant sur plusieurs points : il ne permet pas la jonction avec la relativité générale, ni l'extrapolation aux très hautes énergies, et repose sur plusieurs mécanismes ou paramètres arbitraires (choisis ou mesurés). Aussi un très important effort théorique a été fourni pendant les trois dernières décennies pour explorer la physique au-delà du modèle standard³. De nombreux modèles ont déjà été rejetés, par exemple par le temps de vie du proton ou le moment dipolaire électrique du neutron, mais de nombreuses possibilités restent ouvertes, comme la super symétrie. Différents modèles prédisant des observables dans la gamme d'énergie du TeV ou de la dizaine de TeV (plus légère des particules supersymétriques, onde de Klein-Gordon...), les résultats du LHC à énergie nominale (14 TeV dans le centre de masse), prévus à partir de 2014, sont attendus avec impatience par la communauté des physiciens.

3. Ce qui constitue un renversement inédit : jusque là, les observations non expliquées étaient en avance sur la modélisation. Maintenant, les théoriciens manquent de données expérimentales et les phénomènes incompris sont systémiques, à des échelles moins extrêmes (structure du nucléon, du noyau, ou en physique du solide la supraconductivité de type II par exemple).

1.2 Neutrinos

1.2.1 Introduction au neutrino

Le neutrino est une particule faisant partie intégrante du modèle standard, classée comme lepton neutre. Trois saveurs de neutrinos (et d'antineutrinos) ont été mises en évidence : le neutrino électronique ν_e (postulé en 1930 par Pauli [3], découvert en 1956 par Frederick Reines et Clyde Cowan [5, 6]), le neutrino muonique ν_μ (mis en évidence en 1962 [9]) et le neutrino tauique ν_τ (finalement trouvé par l'expérience DONUT en 2000 [10]). Réciproquement, la mesure au LEP de la largeur invisible du boson Z^0 a montré que seuls 3 neutrinos sont couplés à l'interaction faible [11]. Comme les neutrinos n'interagissent que par interaction faible, leur section efficace d'interaction avec la matière est extrêmement faible, de l'ordre de 10^{-19} barn pour des neutrinos de quelques MeV.

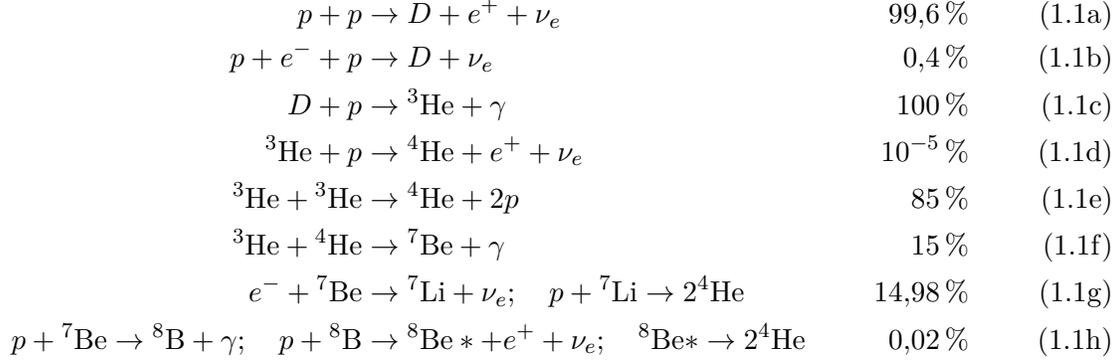
Les neutrinos sont produits dans la plupart des processus faibles, notamment dans nombre de désintégrations. Les modèles cosmiques montrent que les neutrinos ont été produits dès les premiers instants de l'univers et se sont découplés de la matière dès que la température moyenne de l'Univers est passée sous 3 MeV/k, soit environ 1 seconde après le big-bang [12]. On s'attend donc aujourd'hui à ce qu'un fond diffus neutrino de $113 \nu/\text{cm}^3$ par saveur soit présent partout dans l'univers, à une énergie de $kT_\nu = 0,17$ meV soit une température de $T_\nu = 1,95$ K [12]. Les neutrinos sont donc très courants dans l'Univers, mais on ne parle de source de neutrinos que pour des sources détectables, sièges d'un très grand nombre d'interactions faibles⁴, à même de compenser au moins en partie la faible section efficace.

1.2.2 Découverte des oscillations

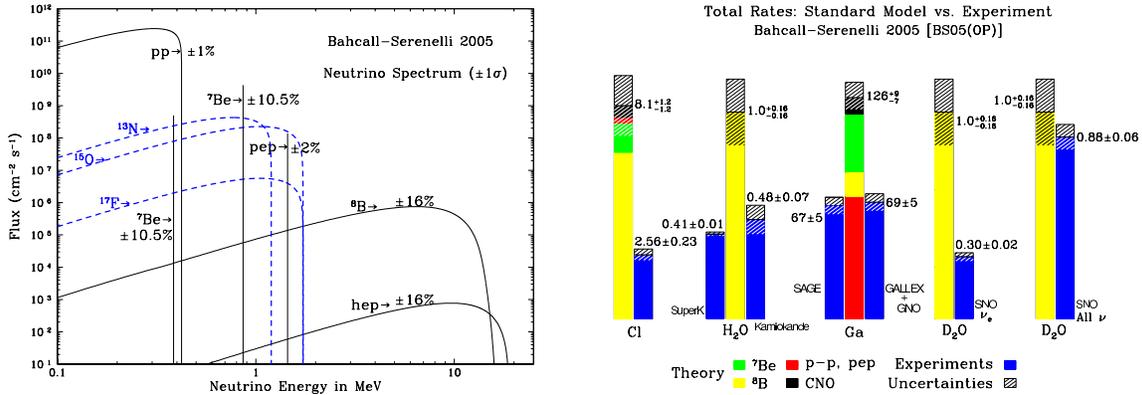
Problème des neutrinos solaires

Après la découverte des antineutrinos électroniques en 1956, il devient possible d'utiliser les neutrinos comme sonde de phénomènes physiques. Or les premiers calculs prédisaient que les intenses réactions de fusion au cœur du Soleil seraient responsables d'une énorme émission de neutrinos, détectable sur Terre malgré le faible angle solide. À la fin des années 1960, Raymond Davis Junior s'attela donc à la tâche de construire un détecteur de neutrino solaire, au fond de la mine de Homestake [13, 14] (Dakota du Sud, États-Unis). L'expérience commença la prise de données en 1970, et John Bahcall se chargea du calcul précis du taux de détection théorique, en lien avec les modèles solaires, qui prédisent que le Soleil est une source de neutrinos électroniques pure, isotrope au niveau de l'étoile mais quasi monodirectionnelle au niveau de la Terre [15, 16]. Le spectre s'étend de 0 à presque 20 MeV, et contient plusieurs raies (voir équations 1.1 et figure 1.1a). L'émission est constante et provient des réactions de fusion nucléaire (cycle solaire entier, du proton à l'hélium 4) :

4. Dans le cas des sources astrophysiques, telle la supernovæ, le terme source correspond à l'arrivée sur Terre, l'émission proprement dite ayant nécessairement eu lieu des années avant.



La mesure du taux de détection se situa à environ un tiers du taux théorique, et après des années de mesures et de vérifications tant expérimentales que théoriques, l'écart resta et constitua le problème des neutrinos solaires (figure 1.1b). En 1957, Bruno Pontecorvo suggère que le neutrino pourrait se transformer en son antiparticule, et propose l'existence d'un autre neutrino en étudiant la désintégration du pion [17, 17]. En 1962, après la découverte du neutrino muonique, Ziro Maki, Masami Nakagawa et Shoichi Sakata suggèrent que le neutrino pourrait changer de saveur entre son émission et sa détection et formalisent ce processus, qui prend le nom d'oscillation des neutrinos [18]. En 1967, reprenant cette idée, Pontecorvo propose que le déficit de neutrinos solaires observé par Davis à Homestake provienne de l'oscillation des neutrinos [19, 20]. Les décennies suivantes voient la confirmation expérimentale du déficit observé, par exemple par l'expérience Gallex/GNO [21, 22].



(a) Composantes théoriques du spectre. En bleu le cycle carbone-azote-oxygène (CNO), très minoritaire dans le Soleil [15].

(b) Comparaisons des taux de détection de neutrinos solaires mesurés et prédits, séparées par techniques expérimentales [16].

FIGURE 1.1 – **Spectres théoriques et taux de détection expérimentaux des neutrinos solaires.** Il est clair que la majeure partie du spectre des neutrinos solaires est concentrée à basse énergie, différentes techniques expérimentales ont donc été testées pour être sensibles à un maximum du spectre. Le taux de détection théorique sur la figure de droite est donc normalisé, les différentes contributions étant mises en couleur. Seul la mesure avec l'eau lourde en courant neutre, sensible à toutes les saveurs, est en accord avec les prédictions, ce qui met en évidence le phénomène d'oscillation.

Mise en évidence des oscillations

Parallèlement, des modèles tentant d'unifier plus profondément les interactions connues du modèle standard sont proposés, et tous prédisent la désintégration du proton libre. Pour tenter d'observer ce phénomène, l'expérience Kamiokande⁵, plus tard améliorée en Super-Kamiokande (ou SK) [23], est lancée : il s'agit de scruter une (immense) cuve d'eau ultra-pure avec des photomultiplicateurs (voir figure 1.2) pour y chercher l'émission lumineuse Cherenkov que provoqueraient les produits de la décroissance du proton. Les (anti)neutrinos de toute origine sont alors des bruits de fond gênants. Concernant l'étude du proton, les résultats sont négatifs (et constituent toujours aujourd'hui la meilleure limite sur le temps de vie du proton), et les modèles dits de grande unification abandonnés ou repoussés loin de toute observable mesurable.

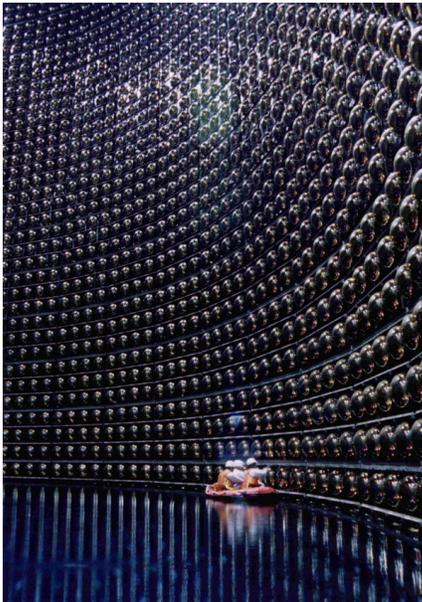


FIGURE 1.2 – Intérieur de SK [24].

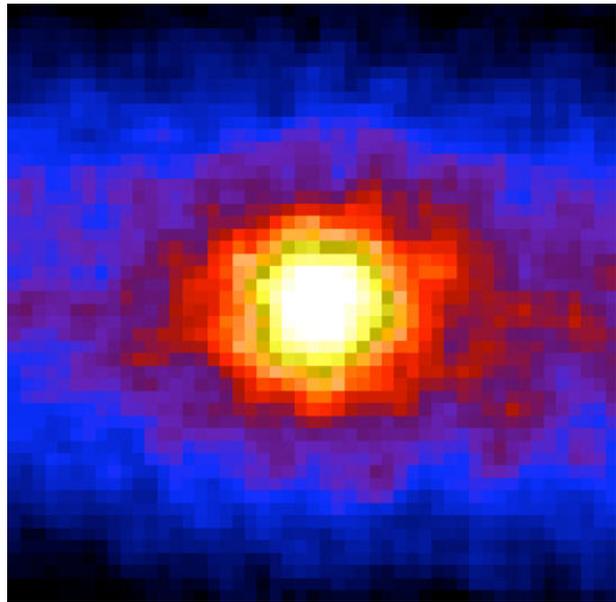


FIGURE 1.3 – Soleil vu en ν_e par SK [25].

Mais concernant l'étude des neutrinos, les résultats sont spectaculaires. Deux sources de neutrinos en particulier retiennent l'attention : le Soleil, dont le flux très précisément mesuré confirme le problème des neutrinos solaires et fournit une image en neutrino du Soleil vu du fond d'une mine (figure 1.3), et l'atmosphère terrestre. En effet, les rayonnements cosmiques de toute nature⁶ qui atteignent la Terre interagissent prioritairement avec les noyaux atomiques de la (haute) atmosphère, en provoquant d'immenses gerbes de particules. On trouve dans ces gerbes un grand nombre de hadrons et de leptons, se désintégrant au fur et à mesure vers les pions, les muons, les électrons et les photons. Or les muons et les pions sont eux-mêmes

5. Pour Kamioka (une ville japonaise proche d'une mine désaffectée) Nucleon Decay Experiment, ou expérience de désintégration du nucléon de Kamioka ; bien des années plus tard l'expérience deviendra Kamioka Neutrino Detection Experiment ou expérience de détection de neutrino de Kamioka.

6. 86 % de protons, 11 % d'alphas, 2 % d'électrons et 1 % d'autres noyaux, jusqu'à l'uranium [12]. Des gammas de haute énergie peuvent aussi engendrer des gerbes de particules.

instables, et décroissent par interaction faible par les réactions suivantes ⁷ :

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu \quad \text{et} \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu \quad (1.2)$$

$$\mu^- \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_e + e^- \quad \text{et} \quad \mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \nu_e + e^+ \quad (1.3)$$

Les gerbes atmosphériques conduisent donc à la production de neutrinos et d'antineutrinos, principalement électroniques et muoniques. Toutes ces particules et leurs produits de désintégrations sont émis prioritairement dans la direction de la particule incidente : la détection d'un neutrino dit atmosphérique et la mesure de sa direction (ce que permet la détection par émission Cherenkov de Kamiokande) permet donc de remonter à la direction de la particule incidente primaire. La distribution du nombre de neutrinos détectés en fonction de leur direction dans le détecteur est donc équivalente (non linéairement) à la distribution du nombre de neutrinos détectés en fonction de la distance de propagation, avec un minimum d'environ 20 km (l'épaisseur de l'atmosphère dense) pour les neutrinos arrivant du zénith et un maximum d'environ 13 600 km (le diamètre terrestre) pour les neutrinos arrivant du nadir. En 1998, la collaboration Super-Kamiokande a montré que cette distribution, après corrections géométriques, n'est pas uniforme : il arrive dans le détecteur 2 fois plus de neutrinos muoniques du zénith que du nadir [26, 27]. Cette mesure prouve sans ambiguïté que les neutrinos oscillent entre leurs différentes saveurs.

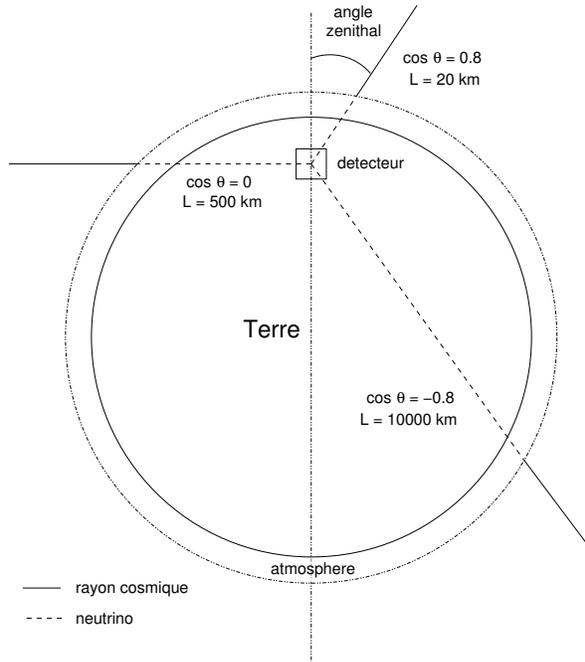


FIGURE 1.4 – **Parcours des neutrinos atmosphériques interagissant dans Super-Kamiokande.** La variation du parcours avec l'angle zénithal permet de balayer une large gamme de distances, de 20 km à 13 600 km, pour différentes énergies, en ν_μ et en ν_e [28].

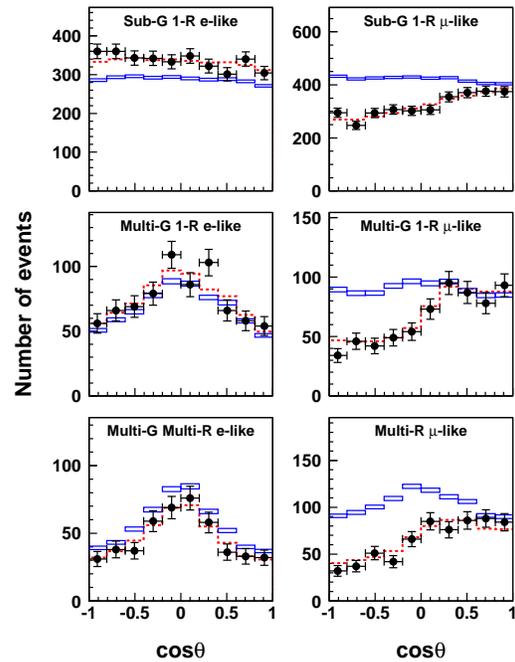


FIGURE 1.5 – **Résultats de Super-Kamiokande.** En noir les données, en bleu la simulation sans oscillation et en rouge avec. G signifie GeV et R « ring » (anneau), soit une particule détectée. L'oscillation est marquée en ν_μ , et légère en ν_e sous GeV [29].

7. Il existe quelques autres voies de désintégrations pour le muon et le pion, mais avec des rapports de branchements inférieurs au pour mille [8].

Le problème des neutrinos solaires est éclairci quelques années plus tard, en 2001, par l'expérience Sudbury Neutrino Observatory [30] (SNO). Le détecteur est toujours une cuve d'eau ultra-pure scrutée par des photomultiplicateurs, mais ici il s'agit d'eau lourde. Ce point est crucial, car là où SK ne peut détecter et identifier que les neutrinos électroniques en provenance du Soleil (par diffusion inélastique), SNO peut détecter par différentes réactions à la fois les neutrinos électroniques (par courant chargé) et les neutrinos de toute saveur (par courant neutre) avec les deux réactions suivantes (en plus de la diffusion inélastique) :

$$\nu_e + D \rightarrow p + p + e^- \quad \text{Courant chargé : } \nu_e + d \xrightarrow{W^-} e^- + u \quad (1.4)$$

$$\nu_\alpha + D \rightarrow n + p + \nu_\alpha \quad \text{Courant neutre : } \nu_\alpha + D \xrightarrow{Z^0} n + p + \nu_\alpha \quad (1.5)$$

Les résultats sont une fois de plus sans ambiguïté et apportent la solution définitive au problème des neutrinos solaires : si la mesure des neutrinos électroniques montre le déficit alors bien établi, la mesure des neutrinos de toutes saveurs est tout à fait conforme au nombre de neutrinos attendus [30, 31]. L'émission neutrino solaire est donc correctement calculée, mais une partie des neutrinos émis, tous électroniques au départ, change de saveur entre la production au cœur de l'étoile et la détection sur Terre. Le déficit ne provient que de la sélectivité des détecteurs précédents, qui ne pouvaient détecter que les neutrinos électroniques. À noter que l'interprétation correcte des neutrinos solaires ne peut se faire qu'en prenant en compte l'oscillation dans la matière de l'étoile en plus de l'oscillation dans le vide.

1.2.3 Conséquences théoriques de l'oscillation des neutrinos

Neutrino sans masse

La découverte des oscillations de neutrinos a une portée considérable : le mécanisme n'est possible qu'à condition que les neutrinos soient massifs. Or jusque là, les neutrinos étaient introduits dans le modèle standard sans masse, et avec la nullité de la masse des neutrinos venaient plusieurs propriétés fondamentales. Les neutrinos non massifs voyagent à la vitesse de la lumière : il n'est donc pas possible de trouver de référentiel permettant de renverser l'hélicité du neutrino, c'est-à-dire la projection de son spin sur son impulsion. L'hélicité devient donc une propriété intrinsèque de la particule, et sa conservation une symétrie accidentelle de l'interaction faible. De plus, l'interaction faible est chirale : elle n'agit que sur les particules de chiralité gauche, et les antiparticules de chiralité droite. Pour un neutrino sans masse, l'hélicité et la chiralité sont confondues. Comme on n'observe pas de neutrino d'hélicité droite et que la théorie ne permet pas l'interaction de cet hypothétique neutrino droit, il est tout simplement omis du modèle standard.

Introduction du neutrino massif

Avec un neutrino massif, il n'est plus possible de simplifier ainsi la théorie du secteur des neutrinos. Pour construire un fermion massif, il est nécessaire de croiser des termes de chiralité gauche et droite, afin de pouvoir lui apporter un couplage avec le mécanisme de Higgs [32]. En effet, un terme de masse⁸ m dans un lagrangien \mathcal{L} est par définition un terme de couplage d'un champ ψ avec son conjugué $\bar{\psi}$:

$$\mathcal{L}_{\text{masse}} = m\bar{\psi}\psi \quad (1.6)$$

8. Ici le mécanisme conduisant à la masse m n'est pas explicité, dans le modèle standard il s'agirait d'un couplage du Higgs.

Ce champ se décompose en composante gauche $\psi_L = P_L\psi$ et droite $\psi_R = P_R\psi$ sous l'action des opérateurs de projection de chiralité, respectivement :

$$P_L = \frac{1 - \gamma^5}{2} \quad \text{et} \quad P_R = \frac{1 + \gamma^5}{2} \quad (1.7)$$

On obtient alors :

$$\mathcal{L}_{\text{masse}} = m(\overline{\psi_L + \psi_R})(\psi_L + \psi_R) \quad (1.8)$$

$$= m(\overline{\psi_L}\psi_L + \overline{\psi_R}\psi_L + \overline{\psi_L}\psi_R + \overline{\psi_R}\psi_R) \quad (1.9)$$

Or comme deux de ces projections opposées successives sont nulles, les termes non croisés sont nuls :

$$\overline{\psi_L}\psi_L = \overline{P_L\psi}P_L\psi = (P_L\psi)^\dagger\gamma^0P_L\psi = \psi^\dagger(P_L\gamma^0)P_L\psi = (\psi^\dagger\gamma^0)P_RP_L\psi = \overline{\psi}P_RP_L\psi = \mathbf{0} \quad (1.10)$$

Un neutrino de chiralité droite devient donc nécessaire (ou un processus donnant un équivalent). De plus, l'hélicité n'est plus une constante de la particule (mais elle reste une constante du mouvement, à l'intérieur d'un référentiel), et il faut réintroduire la distinction avec la chiralité. Il devient donc a priori possible d'observer un neutrino d'hélicité droite, bien que sa chiralité soit toujours gauche. Malheureusement, la probabilité de ce renversement d'hélicité est proportionnelle à $(m_\nu/E)^2$, et donc bien trop faible pour une mesure.

Conséquence pour le modèle standard

Le modèle standard, écrit à l'origine avec un neutrino sans masse, ne contient que peu de contraintes sur les neutrinos : il est possible d'ajouter un nouveau terme qui ne brise pas les symétries ni ne se couple par les mécanismes déjà existants (sinon il faut aussi prévoir un mécanisme pour expliquer sa non-détection) de façon arbitraire. Il y a donc plusieurs façon d'introduire un ou des termes conduisant à la masse des neutrinos, ce qui conduit à un statut théorique du neutrino assez flou. Mais deux constructions, les plus directes, se dégagent. La première est d'ajouter un champ de chiralité droite isolé, par définition indétectable directement, qui permettrait de générer une masse pour le neutrino par le mécanisme de Dirac⁹ déjà utilisé pour les leptons chargés. La seconde, par le mécanisme de Majorana¹⁰, est de considérer que le neutrino est sa propre antiparticule, et que ce que nous appelons aujourd'hui neutrino et antineutrino est en fait neutrino gauche et neutrino droit [33]. Cette dernière possibilité permet de violer le nombre leptonique, puisqu'il n'y a plus d'antineutrino de nombre leptonique -1 , ce qui permet de nouvelles réactions. En particulier, si et seulement si le neutrino est de Majorana, la double désintégration β sans neutrino (souvent notée $\beta\beta 0\nu$) devient possible, et son observation trancherait définitivement la question :

$${}^Z_A X \rightarrow {}^Z_{A+2} X + 2e^- \quad (1.11)$$

Les masses des neutrinos ne sont aujourd'hui que majorées, les recherches directes donnant $m_{\nu_e} < 2 \text{ eV}$ [8]. Par ailleurs, les observations et modèles astronomiques permettent de fixer des contraintes sur la masse effective de la famille des neutrinos, donnant une limite supérieure pour la somme effective des masses des 3 neutrinos à quelques 0,1 eV, avec une analyse dite globale combinant plusieurs types d'observations.

9. D'après Paul Dirac, qui le premier a écrit l'équation relativiste régissant l'électron.

10. D'après Ettore Majorana, qui le premier a écrit l'équation d'une particule qui serait sa propre antiparticule. Le neutrino est aujourd'hui seul candidat pour les particules de Majorana, une conséquence de ce statut étant la nullité de toute charge (couleur, isospin faible, électrique).

1.3 Oscillation des neutrinos

1.3.1 Principe de l'oscillation

Description avec la mécanique quantique

L'oscillation des neutrinos est un phénomène typique de mécanique quantique sans qu'il soit besoin d'invoquer le modèle standard. Le principe de l'oscillation peut donc efficacement être décrit dans le formalisme de la mécanique quantique, tout en gardant à l'esprit qu'il ne s'agit que d'une description approximative (voir [32] pour la démonstration dans le cadre du modèle standard, avec les nombreuses subtilités). En particulier, ce formalisme repose sur des ondes planes et non sur des paquets d'onde, et néglige donc les problèmes de localisation et de cohérence qui peuvent limiter le phénomène.

Soit \mathcal{H} l'espace de Hilbert des fonctions de \mathbb{R}^4 dans \mathbb{R} de carré sommable. Pour simplifier les calculs, nous imposerons aussi que les éléments de \mathcal{H} soient unitaires. Soit $|\nu(\vec{r}, t)\rangle$ un vecteur de \mathcal{H} représentant l'état d'un neutrino en position \vec{r} à l'instant t (noté simplement $|\nu\rangle$), et $|\nu_e\rangle$, $|\nu_\mu\rangle$, $|\nu_\tau\rangle$ les vecteurs de \mathcal{H} représentant respectivement les neutrinos électronique, muonique et tauique, notés $|\nu_\alpha\rangle$ avec $\alpha = (e, \mu, \tau)$. Les ν_α sont les états propres de l'interaction faible par courant chargé W , ou états de saveur. Le courant neutre n'étant pas sensible à la saveur, il n'intervient pas dans le phénomène d'oscillation¹¹. Les ν_α étant orthogonaux, ils forment une base orthonormale de \mathcal{H} , donc on a $\langle \nu_\alpha | \nu_\beta \rangle = \delta_{\alpha\beta}$ en utilisant la notation δ de Kronecker. Tout état $|\nu_\alpha\rangle$ peut donc être décomposé sur cette base : $\forall |\nu_\alpha\rangle \in \mathcal{H}$, $\exists (\lambda_{\alpha, \alpha=(e, \mu, \tau)}) \in \mathbb{R}^3$ tels que $|\nu\rangle = \lambda_e |\nu_e\rangle + \lambda_\mu |\nu_\mu\rangle + \lambda_\tau |\nu_\tau\rangle$.

Mais les ν_α ne sont pas les états propres de l'Hamiltonien H . Soit $|\nu_i\rangle \in \mathcal{H}$ les états propres de H , ou états de masse, avec $i \in \{1, 2, 3\}$, correspondant aux états propres E_i . Les $|\nu_i\rangle$ forment également une base, et donc $|\nu\rangle$ peut aussi être décomposé sur les $|\nu_i\rangle$.

Notons U la matrice de passage d'une base à l'autre : si $|\nu_W\rangle$ est $|\nu\rangle$ exprimé dans la base des saveurs et $|\nu_H\rangle$ est $|\nu\rangle$ exprimé dans la base des masses, alors $|\nu_W\rangle = U |\nu_H\rangle$, soit encore en notation matricielle :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \text{ et } U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

En mécanique quantique, il n'y a pas d'opérateur permettant de créer ou annihiler un champ ou une particule, seulement de le projeter dans un état donné, et la fonction d'onde existe pour tout (t, \vec{r}) ; on voit ici les limites de ce formalisme. Imaginons toutefois qu'un neutrino soit créé à l'instant t_0 en \vec{r}_0 . Son état est représenté par le vecteur $|\nu_0\rangle = |\nu(\vec{r}_0, t_0)\rangle$, qui doit être un vecteur propre de W , par exemple l'état $|\nu_e\rangle$ s'il s'agit d'un neutrino solaire. L'état de ce neutrino à l'instant $t > t_0$ est donné par l'équation de Schrödinger, dont la résolution donne *dans la base des masses* [34] :

$$|\nu(\vec{r}, t)\rangle = \sum_{i=(1,2,3)} \langle \nu_i | \nu_0 \rangle e^{-\frac{i}{\hbar}(E_i(t-t_0) - \vec{p}_i \cdot \vec{r})} |\nu_i\rangle \quad (1.13)$$

11. SNO a d'ailleurs montré qu'une mesure neutrino en courant neutre est insensible aux oscillations.

et

$$\langle \nu_i | \nu_0 \rangle = \langle \nu_i | \sum_{\alpha=(e,\mu,\tau)} \lambda_\alpha | \nu_\alpha \rangle \quad (1.14)$$

$$= \langle \nu_i | \sum_{\alpha=(e,\mu,\tau)} \lambda_\alpha \sum_{j=(1,2,3)} U_{\alpha j} | \nu_j \rangle \quad (1.15)$$

$$= \sum_{\alpha=(e,\mu,\tau)} \lambda_\alpha U_{\alpha i} \quad \text{avec } \langle \nu_i | \nu_j \rangle = \delta_{i,j} \quad (1.16)$$

Avec $|\nu_0\rangle = |\nu_\alpha\rangle$, on a simplement :

$$|\nu(\vec{r}, t)\rangle = \sum_{i=(1,2,3)} U_{\alpha i} e^{-\frac{i}{\hbar}(E_i(t-t_0) - \vec{p}_i \cdot \vec{r})} |\nu_i\rangle \quad (1.17)$$

Mais dans un détecteur, seul un état *de saveur* peut être détecté. La probabilité de trouver le neutrino dans un état β après avoir été créé dans un état α est donnée par $\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta} = |\langle \nu_\beta | \nu(\vec{r}, t)\rangle|^2$. Il faut d'abord projeter $|\nu_\alpha\rangle$ de la base de saveur où il a été créé dans la base des masses pour calculer sa propagation, puis reprojeter¹² dans la base des saveurs pour calculer la probabilité de sortie dans un état β :

$$\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta} = |\langle \nu_\beta | \nu(\vec{r}, t)\rangle|^2 \quad (1.18)$$

$$= \left| \sum_{i=(1,2,3)} e^{-\frac{i}{\hbar}(E_i(t-t_0) - \vec{p}_i \cdot \vec{r})} \langle \nu_i | \nu_\alpha \rangle \langle \nu_\beta | \nu_i \rangle \right|^2 \quad (1.19)$$

$$= \left| \sum_{i=(1,2,3)} e^{-\frac{i}{\hbar}(E_i(t-t_0) - \vec{p}_i \cdot \vec{r})} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \right|^2 \quad (1.20)$$

Cette expression montre que l'amplitude de probabilité ne dépend pas que des coefficients de la matrice U , mais aussi des phases relatives qui se sont développées entre les $|\nu_i\rangle$ pendant la propagation. Lors de la détection des neutrinos, la probabilité de mesurer une saveur dépend donc de la propagation à travers ces phases : ce phénomène prend le nom d'oscillation de saveur des neutrinos.

Explicitons cette phase $E_i(t-t_0) - \vec{p}_i \cdot \vec{r}$ en considérant que le neutrino est ultra-relativiste (ce qui dans la pratique est vrai sauf pour les neutrinos du fond diffus cosmologique). On a donc $E/c \simeq p \gg m_i c$ d'une part (notons que l'énergie et l'impulsion des 3 saveurs sont considérées comme égales), et, si L est la longueur de propagation, $L \simeq c(t-t_0)$ d'autre part. Il vient :

$$m_i^2 c^4 = E^2 - p^2 c^2 = (E + pc)(E - pc) \simeq 2E(E - pc) \Leftrightarrow E - pc \simeq \frac{m_i^2 c^4}{2E} \quad (1.21)$$

d'où

$$E_i(t-t_0) - \vec{p}_i \cdot \vec{r} = E_i L/c - p_i L = L/c (E_i - p_i c) \quad (1.22)$$

$$= \frac{L}{c} \frac{m_i^2 c^4}{2E} = \frac{c^3 m_i^2 L}{2E} \quad (1.23)$$

12. Pour cela, il faut prendre le conjugué hermitique U^\dagger de la matrice U , et donc le conjugué complexe $U_{\alpha i}^*$ des coefficients de U .

En développant la probabilité d'oscillation $\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta}$, il vient :

$$\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta} = \left(\sum_{i=(1,2,3)} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \exp \left(i \frac{c^3 m_i^2 L}{\hbar 2E} \right) \right) \left(\sum_{j=(1,2,3)} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \exp \left(-i \frac{c^3 m_j^2 L}{\hbar 2E} \right) \right) \quad (1.24)$$

$$= \sum_{i=(1,2,3)} \sum_{j=(1,2,3)} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \exp \left(i \frac{c^3 \Delta m_{ij}^2 L}{\hbar 2E} \right) \quad (1.25)$$

$$= \sum_{i=(1,2,3)} |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 + 2\Re \left\{ \sum_{i < j < 3} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \exp \left(i \frac{c^3 \Delta m_{ij}^2 L}{\hbar 2E} \right) \right\} \quad (1.26)$$

en notant $\Delta m_{ij}^2 = (m_i^2 - m_j^2)$ la différence des carrés des masses.

Définissons également la phase entre saveurs ϕ par :

$$\phi = \frac{c^3 \Delta m_{ij}^2 L}{\hbar 2E} \quad (1.27)$$

La phase ϕ est gouvernée par le rapport $\Delta m_{ij}^2 L/E$. Avec 3 neutrinos, il n'y a que deux Δm_{ij}^2 indépendants, qu'il faut mesurer. Pour observer une oscillation, il faut si possible placer son ou ses détecteurs de façon à ce que ϕ soit proche de $\pi/2$, ce qui laisse deux possibilités pour chacun des Δm^2 indépendants.

Expérimentalement, le signal incontestable est une variation du taux de détection en fonction de L/E , et comme en général L est fixée, on cherche une déformation spectrale. Si le spectre n'est pas disponible, le seul signal sera un taux de détection différent de celui attendu dans une ou plusieurs saveurs (ce qui est le cas des neutrinos solaires).

Oscillation à deux saveurs

Un cas particulier intéressant est l'oscillation à 2 saveurs. En effet, il est courant qu'une expérience ne soit sensible qu'à un seul Δm^2 (au moins au premier ordre), du fait du rapport L/E étudié. On a alors un seul Δm^2 et une phase ϕ :

$$\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta} = \sum_{i=(1,2)} \sum_{j=(1,2)} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \exp \left(i \frac{c^3 \Delta m^2 L}{\hbar 2E} \right) \quad (1.28)$$

$$= U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1} + U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} + U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} e^{i\phi} + U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1} e^{-i\phi} \quad (1.29)$$

Or à deux dimensions, la matrice de changement de base U peut être écrite comme une matrice de rotation paramétrée par un seul¹³ angle $\theta \in \mathbb{R}$.

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

13. Ici, $N = 2$ est la dimension. Au départ, nous avons $2N^2 = 8$ paramètres libres (coefficients complexes). Comme la matrice est unitaire $U^\dagger U = \mathbf{Id}$, il y a $N^2 = 4$ contraintes. Et $(2N - 1) = 3$ phases peuvent être absorbées en redéfinissant les phases de nos neutrinos. Il reste un paramètre.

D'où la simplification suivante¹⁴ :

$$\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta}(\theta, \phi) = \cos^2 \theta \sin^2 \theta (1 + 1 - (\cos(-\phi) + \imath \sin(-\phi)) - (\cos \phi + \imath \sin \phi)) \quad (1.32)$$

$$= (2 \sin \theta \cos \theta)^2 (1 - \cos \phi) / 2 \quad (1.33)$$

$$= \sin^2 2\theta \sin^2 (\phi/2) \quad (1.34)$$

La probabilité $\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta}$ ne dépend que de θ et ϕ . L'angle θ détermine l'amplitude de l'oscillation, et la phase $\phi/2 = \frac{c^3 \Delta m_{ij}^2 L}{\hbar 4E}$ sa fréquence.

Probabilité d'oscillation dans le modèle standard

Un calcul complet dans le modèle standard, avec traitement du paquet d'onde dans le vide, donne la probabilité d'oscillation suivante [32] :

$$\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta} = \sum_{i=(1,2,3)} |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 + 2\Re \left\{ \sum_{i < j < 3} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \exp(\imath \phi_{osc} - \phi_{coh}^2 - \phi_{loc}^2) \right\} \quad (1.35)$$

avec :

$$\phi_{osc} = \phi = \frac{c^3 \Delta m_{ij}^2 L}{\hbar 2E} \quad \phi_{coh} = c^4 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4\sigma E^2} \quad \phi_{loc} = \frac{c^3 \sigma \Delta m_{ij}^2}{\hbar 4E} \quad (1.36)$$

$$= \phi_{osc} \frac{\hbar c}{2\sigma E} \quad = \phi_{osc} \frac{\sigma}{2L} \quad (1.37)$$

Par rapport à la probabilité trouvée précédemment avec des ondes planes (équation 1.26), la fréquence et l'amplitude de l'oscillation restent inchangées. Mais on remarque l'apparition de 2 termes prenant en compte la cohérence et la localisation du paquet d'onde, qui suppriment les oscillations lorsqu'ils deviennent grands. σ est l'incertitude totale sur la position du neutrino, dominée par l'incertitude de localisation des processus d'émission et de détection, et reliée à l'incertitude sur l'impulsion par la relation d'Heisenberg. Des corrections plus complexes peuvent apparaître dans le calcul mais ne sont significatives que dans des cas très particuliers non (encore ?) rencontrés dans les expériences [32].

Le terme de cohérence ϕ_{coh} repose sur le rapport entre la phase d'oscillation ϕ_{osc} et la phase caractéristique de cohérence $\Phi_{coh} = 2\sigma E/\hbar c$. Lorsque la phase d'oscillation devient grande devant la phase de cohérence, les paquets d'onde des différents états de masse se séparent, la détection devient incohérente et la probabilité d'oscillation devient constante. En pratique, la détection demandant des neutrinos d'au moins 100 keV, la longueur de cohérence est telle que pour les expériences avec une source sur Terre le terme peut être négligé. Mais les neutrinos astronomiques, comme les neutrinos solaires ou du fond diffus cosmologique, sont incohérents et les oscillations sont supprimées. Ne reste que le terme constant, où les oscillation sont moyennées :

$$\langle \mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta} \rangle = \sum_{i=(1,2,3)} |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 \quad (1.38)$$

14. Grâce aux relations trigonométriques, $\forall \vartheta \in \mathbb{R}$:

$$\cos -\vartheta = \cos \vartheta; \quad \sin -\vartheta = -\sin \vartheta; \quad \sin 2\vartheta = 2 \sin \vartheta \cos \vartheta; \quad \sin^2 \vartheta = (1 - \cos 2\vartheta)/2 \quad (1.31)$$

Le terme de localisation ϕ_{loc} , régi par le rapport σ/L_{osc} avec $L_{osc} = L/\phi_{osc}$, supprime les oscillations à moins que la localisation du paquet d'onde σ soit petite devant la longueur caractéristique $L_{osc} = L/\phi_{osc}$ d'oscillation des neutrinos. En pratique cette condition est souvent satisfaite, les processus d'émission et de détection des neutrinos étant microscopiques et la propagation macroscopique, mais il arrive que l'étendue de la source soit supérieure à L_{osc} pour la plus petite des valeurs de Δm^2 . L'expérience n'est alors plus sensible qu'au grand Δm^2 , et la probabilité d'oscillation est simplifiée. Phénomène intéressant, une expérience capable de mesurer la masse du neutrino incident verrait ce terme de localisation supprimer les oscillations. En effet, puisque $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$, l'erreur sur la masse δm vaut approximativement :

$$c^4\delta m^2 = \sqrt{(2E\delta E)^2 + c^2(2p\delta p)^2} \simeq 2\sqrt{2}cE\delta p \quad (1.39)$$

Comme $\sigma\delta p \sim \hbar$ (relation d'Heisenberg), il vient :

$$\sigma \sim \frac{\hbar}{\delta p} \sim \frac{\hbar E}{c^3\delta m^2} \Rightarrow \phi_{loc} \sim \frac{\Delta m_{ij}^2}{\delta m^2} \gg 1 \quad (1.40)$$

Dans ce cas, la détection n'est plus cohérente, les états des neutrinos sont résolus et la superposition levée. La probabilité de détection, constante, est la même que lorsque la cohérence est perdue (équation 1.38).

Dans la pratique, les 2 termes additionnels issus des paquets d'ondes sont traités séparément pour chercher à simplifier la formule générale. Si une des phases d'oscillation est petite devant la phase de localisation ou la phase de cohérence, les termes correspondants sont supprimés. De même, si une phase d'oscillation est petite devant $\pi/2$, l'oscillation correspondante ne sera pas développée et le terme pourra être supprimé. Une fois les termes de localisation et de cohérence traités, la probabilité d'oscillation issue du formalisme quantique avec ondes planes (l'équation 1.26) est satisfaisante (et souvent simplifiée).

Matrice de mélange PMNS

À trois saveurs, la matrice de passage d'une base à l'autre devient la matrice de mélange des neutrinos, usuellement appelée matrice PMNS, des initiales de Pontecorvo, Maki, Nakagawa et Sakata, et notée U_{PMNS} . Une matrice complexe quelconque de dimension $n = 3$ possède $2n^2 = 18$ paramètres réels libres. L'unitarité de cette matrice, $U^\dagger U = \mathbf{Id}$, réduit le nombre de paramètres réels libres à $2n^2 - n^2 = n^2 = 9$. Ces paramètres peuvent être divisés en deux catégories, $n(n-1)/2 = 3$ angles et $n(n+1)/2 = 6$ phases¹⁵. Parmi ces 6 phases, 5 peuvent être éliminées en choisissant correctement les phases arbitraires des champs de neutrinos [32]. Il reste une phase δ et 3 angles, dits de mélanges et notés $\theta_i, i = (1,2,3)$. En séparant la matrice U_{PMNS} en un produit de 3 rotations, une pour chaque angle de mélange, on aboutit à la forme usuelle :

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.41)$$

avec $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$.

15. Une matrice de changement de base appartient au groupe spécial orthogonal, le groupe des rotations, d'où les termes angles et phases, qui d'ailleurs se justifient plus loin.

Si le neutrino est de Majorana, il faut encore ajouter 2 phases indépendantes ω_1 et ω_2 qu'il n'est pas possible d'éliminer, mais qui n'interviennent pas dans la probabilité d'oscillation. La matrice U_{PMNS} devient toutefois, par rapport au cas Dirac :

$$U_{\text{Majorana}} = U_{\text{Dirac}} \times \text{diag}(1, e^{i\omega_1}, e^{i\omega_2}) \quad (1.42)$$

Les oscillations de neutrinos sont donc régies par 2 écarts de masses (au carré), 3 angles de mélange et 1 phase. Aucun de ces paramètres n'est concerné par les symétries du modèle standard, leur valeur est donc libre et à mesurer. Les symétries C, P et T permettent sans problème de passer au cas antineutrino, pour qui la probabilité d'oscillation est semblable. La phase δ , non mesurée à ce jour, est de première importance car elle permet la violation de la symétrie CP dans le secteur leptonique. Or la violation de CP, observée à ce jour seulement dans les désintégrations de quelques hadrons comme le kaon neutre, est une condition indispensable¹⁶ à l'asymétrie matière/antimatière, telle qu'elle est observée aujourd'hui dans l'Univers local.

Effet de matière

Lors de leur trajet dans la matière, les neutrinos peuvent subir diverses réactions. Les sections efficaces des processus incohérents, diffusion ou absorption, sont tellement faibles qu'il faut la densité du cœur d'une supernovæ pour contenir les neutrinos. Mais il reste la diffusion élastique cohérente. Celle-ci ne modifie pas le flux de neutrino, mais de nouvelles phases peuvent apparaître entre saveurs. Le courant neutre ne faisant pas de différence entre les saveurs (voir équation 1.43), seul le courant chargé est susceptible d'induire de telles phases. Comme la matière ne contient que des électrons et ni muon ni tauon, les neutrinos muoniques et tauiques ne subissent pas de diffusion élastique cohérente par courant chargé, à l'inverse des neutrinos électroniques. Ces derniers sont sensibles à un potentiel effectif $\sqrt{2}G_F N_e$, avec G_F la constante de Fermi et N_e la densité électronique de la matière, induit par la réaction 1.44 :

$$\nu_\alpha + e^- \rightarrow \nu_\alpha + e^- \quad \text{Courant neutre : } \nu_\alpha + e^- \xrightarrow{Z^0} \nu_\alpha + e^- \quad (1.43)$$

$$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^- \quad \text{Courant chargé : } \nu_e + e^- \xrightarrow{W^-} \nu_e + e^- \quad (1.44)$$

La présence de ce potentiel effectif n'affectant que les neutrinos électroniques peut modifier les probabilités d'oscillation et même le Δm^2 effectif. Sur la Terre, il faut un voyage de plusieurs centaines de kilomètres dans la roche pour que les effets de matière deviennent détectables. Dans le Soleil, plus dense et plus grand, les effets de matière sont primordiaux pour l'interprétation correcte des résultats, les neutrinos subissant une première phase d'oscillation dominée par les effets de matière à l'intérieur de l'étoile avant d'osciller dans le vide jusqu'à la Terre pour y être détectés de façon incohérente. L'effet de matière est généralement appelé effet MSW, des initiales de Stanislav Mikheïev, Alekseï Smirnov et Lincoln Wolfenstein, qui les premiers proposèrent ce mécanisme pour interpréter les expériences de neutrinos solaires [35].

16. Ces conditions, dites de Sakharov du nom de leur inventeur, ne sont que 3. Les autres conditions sont un état hors équilibre thermodynamique à un moment donné lors du développement de l'Univers primordial et la violation du nombre baryonique.

1.3.2 État de l’art

Principe des expériences d’oscillation

Les oscillations sont étudiées depuis les années 1970 avec l’expérience Homestake, et les expériences dédiées se sont ensuite succédées avec notamment les résultats de SK et SNO au début des années 2000. En plus du Soleil et de l’atmosphère terrestre, deux sources artificielles ont été abondamment utilisées : le réacteur nucléaire, décrit au chapitre 2, et l’accélérateur de particules.

Dans ce dernier cas, un accélérateur de protons est utilisé, en général non linéaire pour atteindre les énergies voulues. Les collisions de protons accélérés sur une cible fixe (souvent en carbone) génèrent des gerbes de particules, comme le pion et le muon, dont la décroissance dans un long tunnel va conduire à la production de neutrinos de haute énergie dans l’axe du faisceau. L’énergie des neutrinos est directement reliée à l’énergie des protons incidents et peut donc aller de quelques dizaines de MeV à plusieurs centaines de GeV. Les neutrinos sont surtout muoniques, mais des neutrinos électroniques et des antineutrinos des deux saveurs sont aussi présents. Si les collisions sont suffisamment énergétiques pour créer des tauons, des neutrinos tauiques peuvent aussi être produits. Il est également possible de générer préférentiellement des antineutrinos par des collisions d’antiprotons. Aujourd’hui, le principal défi réside dans la maîtrise du faisceau neutrino, difficile à simuler à partir du faisceau de protons. De plus en plus, un premier détecteur est installé pour caractériser le faisceau neutrino avant oscillation.

Comme l’énergie des neutrinos de réacteur est imposée (de l’ordre du MeV), et que les accélérateurs sont généralement utilisés pour atteindre de hautes énergies de l’ordre du GeV, les expériences sont souvent classées par source et par la distance source - détecteur, on parle alors de ligne de vol (de l’anglais « baseline »). Le tableau 1.2 récapitule les types d’expériences.

Type d’expérience	L [km]	E [MeV]	Sensibilité à Δm^2 [eV ²]	Expériences
Solaire	10^{11}	0,2 – 15	10^{-12}	GALLEX/GNO, SNO
Atmosphérique	$20 - 10^4$	$500 - 10^5$	10^{-4}	Super-Kamiokande
CLV accélérateur	0,01 – 1	10 et 10^3	$1 - 10^2$	LSND, MiniBooNE
GLV accélérateur	10^2	10^3	10^{-3}	K2K, MINOS, T2K
CLV réacteur	10^{-2}	1	0,1	Bugey, Rovno
MLV réacteur	1	1	10^{-3}	Double Chooz, RENO, Daya Bay
GLV réacteur	10^2	1	10^{-5}	KamLAND

TABLE 1.2 – **Exemples d’expériences d’oscillation de neutrino, classées par source puis ligne de vol : courte (CLV), moyenne (MLV) et grande (GLV).** Les valeurs numériques sont des ordres de grandeur et les exemples non exhaustifs.

Comme l’étude de la probabilité d’oscillation l’a montré, il faut pour observer une oscillation trois conditions :

1. la cohérence du paquet d’onde. Cette condition est assurée sur Terre et pour les neutrinos atmosphériques, mais perdue pour les neutrinos solaires et astronomiques.
2. la localisation du paquet d’onde. Cette condition peut être difficile à remplir lorsque la source est étendue. L’incertitude sur la localisation de la production des neutrinos

atmosphériques est de l'ordre de l'épaisseur de l'atmosphère, et le tunnel de décroissance des pions et muons lors des expériences sur accélérateur fait typiquement plusieurs centaines de mètres de long. Des sources étendues sont donc courantes, et dans ce cas une ou les deux oscillations peuvent être supprimées.

3. le développement de l'oscillation. La phase d'oscillation grandit avec le parcours des neutrinos, et si cette phase n'a pas le temps d'atteindre une valeur de l'ordre de l'unité¹⁷, l'oscillation sera indétectable. Cela peut toutefois être utile pour séparer les 2 oscillations et se concentrer sur le petit écart de masses au carré.

Lorsque les conditions 1 ou 2 ne sont pas remplies, la probabilité d'observer un neutrino β dans une source α prend la forme (équation 1.38) :

$$\langle \mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta} \rangle = \sum_{i=(1,2,3)} |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 \quad (1.45)$$

Une information sur les angles de mélange est tout de même accessible. Alors que si la condition 3 n'est pas remplie, le terme correspondant à la phase non-développée est nul, et si aucune des 2 oscillations n'est développée la probabilité $\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta}$ est nulle.

Résultats

L'ensemble des expériences d'oscillations a permis la mesure des 3 angles de mélange et des 2 écarts de masses au carré indépendants, mais pas de la phase δ de violation de CP. L'historique des découvertes a donné les noms solaires et atmosphériques aux Δm^2 , notés respectivement Δm_{\odot}^2 et Δm_{atm}^2 .

Les neutrinos solaires sont surtout sensibles à la petite différence de masses au carré, entre les états $|\nu_1\rangle$ et $|\nu_2\rangle$ de la paramétrisation habituelle. Ils permettent donc de mesurer Δm_{21}^2 et $\sin^2 \theta_{12}$. L'ajustement global de l'ensemble des résultats expérimentaux des neutrinos solaires et de l'expérience KamLAND [36] (réalisée pour lever une dégénérescence dans la mesure des seuls neutrinos solaires et affiner la mesure de Δm_{21}^2) aboutit aux valeurs suivantes [8] :

$$\Delta m_{\odot}^2 = \Delta m_{21}^2 = 7,58_{-0,20}^{+0,23} \times 10^{-5} \text{ eV}^2/c^4, \quad \sin^2 \theta_{12} = 0,306_{-0,015}^{+0,018} \quad \text{à } 1\sigma \quad (1.46)$$

Les neutrinos atmosphériques sont eux surtout sensibles à la grande différence de masses au carré, entre les états $|\nu_2\rangle$ et $|\nu_3\rangle$ de la paramétrisation habituelle. Ils permettent donc de mesurer Δm_{32}^2 et $\sin^2 \theta_{23}$ mais la convention veut que le paramètre retenu soit Δm_{31}^2 , ce qui est équivalent puisque $\Delta m_{32}^2 \gg \Delta m_{21}^2$:

$$\Delta m_{32}^2 \simeq \Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2 = m_3^2 - m_2^2 + m_2^2 - m_1^2 = \Delta m_{31}^2 \quad (1.47)$$

L'ajustement global de l'ensemble des résultats expérimentaux des neutrinos solaires et des expériences d'accélérateurs à moyennes lignes de vol aboutit aux valeurs suivantes [8] :

$$|\Delta m_{\text{atm}}^2| = |\Delta m_{31}^2| = 2,35_{-0,09}^{+0,12} \times 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4, \quad \sin^2 \theta_{23} = 0,42_{-0,03}^{+0,08} \quad \text{à } 1\sigma \quad (1.48)$$

On remarque que le signe de ce Δm^2 n'est pas connu. En effet, la probabilité de détection dépend du sinus carré de la phase d'oscillation, il n'y a donc pas de sensibilité au signe de

17. Le maximum de sensibilité est bien sûr atteint pour une phase de $\pi/2$.

Δm_{atm}^2 . Cette dégénérescence peut être levée par les effets de matière, ce qui est le cas des neutrinos solaires qui oscillent à l'intérieur de l'étoile et fournissent ainsi le signe de Δm_{\odot}^2 . Pour atteindre le signe de Δm_{atm}^2 , il faudrait par exemple un faisceau de neutrinos d'accélérateur à très longue ligne de vol (supérieure à 1000 km) pour que les oscillations se développent dans la croûte terrestre, avec un effet de matière.

Enfin, le dernier angle de mélange θ_{13} vient d'être mesuré, avec les premiers résultats des expériences T2K [37], Double Chooz [38, 39], Daya Bay [40] et RENO [41]. Cet angle est en effet le plus petit des trois, et il a fallu la dernière génération des expériences réacteurs à moyenne ligne de vol et accélérateur à grande ligne de vol pour le mettre en évidence. Les expériences sont toutefois toujours en cours, et si la non-nullité de θ_{13} est acquise, la valeur centrale est encore sujette à variation. La mesure la plus précise à ce jour est celle de Daya Bay, avec [40] :

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,092 \pm 0,016(\text{stat}) \pm 0,005(\text{syst}) \quad (1.49)$$

La valeur moyenne de θ_{13} prenant en compte les expériences réacteurs et accélérateur à longue ligne de vol est [8] :

$$\sin^2 \theta_{13} = 0,0251 \pm 0,0034 \quad \text{à } 1\sigma \quad (1.50)$$

Masses absolues et hiérarchie des masses

L'inconnue sur le signe de Δm_{atm}^2 laisse la possibilité d'ordonner les états de masse des neutrinos de 2 façons différentes : soit avec la hiérarchie dite normale dans laquelle les indices sont consécutifs ($m_1 < m_2 < m_3$), soit avec la hiérarchie inversée ($m_3 < m_1 < m_2$), comme l'illustre la figure 1.6.

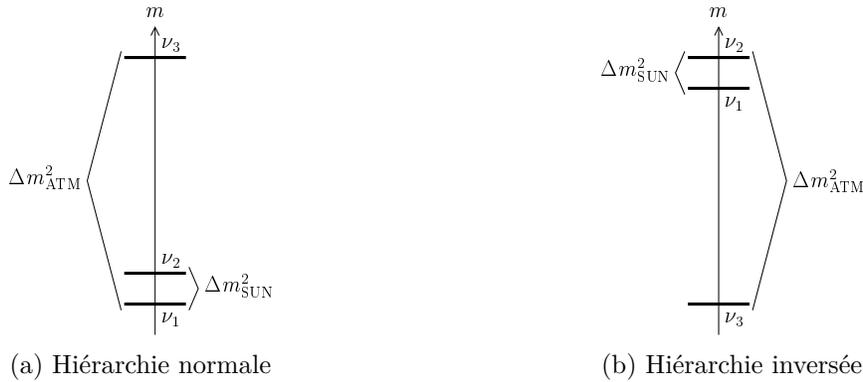


FIGURE 1.6 – **Hiérarchies possibles des masses des neutrinos** [42]

Dans les 2 cas, la masse absolue des neutrinos n'est pas fixée. Les valeurs des Δm^2 nécessitent qu'au moins une masse soit supérieure à leur racine, mais la contrainte reste faible, comme le montre la figure 1.7. De plus, il est possible que les 3 masses soient dégénérées avec des valeurs supérieures à 0,1 eV. La hiérarchie des masses modifiant la dégénérescence des masses absolues, il est possible qu'une mesure de masse absolue donne aussi la hiérarchie. Les recherches directes n'ont pour l'instant fourni qu'une limite supérieure à l'électronvolt, mais la prochaine génération d'expérience devrait apporter une sensibilité inférieure d'un ordre de grandeur. Deux directions sont poursuivies pour cela, toutes deux reposant sur la mesure très précise de l'énergie emportée par l'électron lors d'une désintégration β^- : soit par la

cinématique (expérience KATRIN [43]), soit par la calorimétrie. Par ailleurs, des observables cosmologiques sont sensibles à la somme des masses des neutrinos et peuvent fournir des contraintes intéressantes, mais dépendantes du modèle cosmologique retenu.

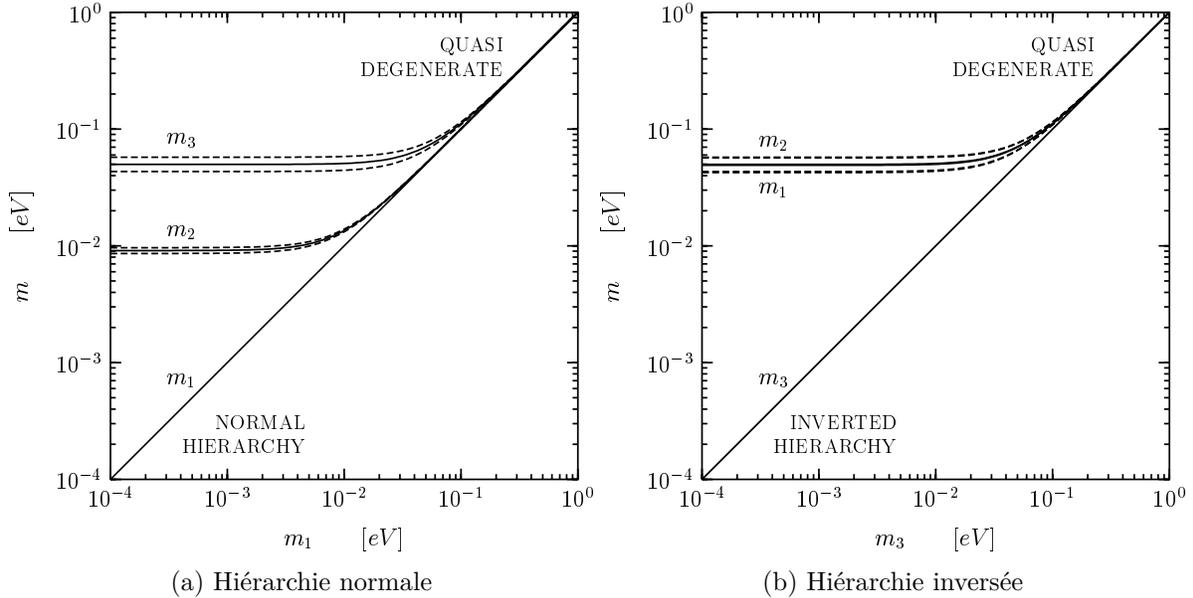


FIGURE 1.7 – Masses absolues possibles des neutrinos [42]

Prospectives

Tout d'abord, la recherche de précision sur les angles de mélange et les écarts de masses continue. La maîtrise de ces paramètres est nécessaire pour l'interprétation des futures expériences, par exemple pour mettre en évidence la contribution de la phase δ aux oscillations sur une expérience à grande ligne de vol. De plus, la connaissance précise de la matrice PMNS et de ses symétries permet de contraindre les modèles théoriques impliquant les neutrinos.

Ensuite, des informations restent manquantes dans le secteur des neutrinos, même au sein d'une extension minimale du modèle standard :

- le signe de Δm_{atm}^2 ;
- la valeur absolue des masses des neutrinos ;
- la valeur de la phase δ de violation de CP ;
- le caractère Dirac ou Majorana du neutrino (et les phases de Majorana dans ce cas).

D'un point de vue théorique, le secteur des neutrinos est encore très ouvert, avec notamment plusieurs possibilités pour générer la masse des neutrinos. L'introduction d'un neutrino droit de Dirac apporte une nouvelle catégorie de particules, dites stériles, caractérisée par l'absence de tout couplage aux forces du modèle standard, et sensible uniquement à la gravitation. Le concept peut être étendu : il est tout à fait possible d'introduire un nombre arbitraire de nouveaux champs stériles, pour peu que les observables globales, et notamment cosmologiques, ne soient pas impactées. On parle de neutrino stérile lorsqu'un champ stérile est capable d'un certain couplage avec les 3 neutrinos standards par le biais des oscillations. Il est ainsi possible d'ajouter plusieurs neutrinos stériles au modèle standard, et avec des masses potentiellement élevées.

On estime que le modèle standard ne permet de rendre compte que d'environ 4% du contenu en énergie de l'Univers, environ 76% étant attribué à une hypothétique énergie noire et environ 20% à la matière noire, et il n'y a pas d'explication à l'asymétrie observée entre matière et antimatière dans l'Univers visible. Si l'énergie noire est davantage le nom du problème posé par l'observation de l'accélération récente de l'expansion de l'Univers qu'une composante physique identifiée de l'Univers¹⁸, la matière noire montre de sérieux indices de sa présence, comme les effets de lentilles gravitationnelles sur les galaxies lointaines ou la vitesse de rotation des galaxies. Dans ce contexte, de nouveaux développements dans le secteur des neutrinos peuvent apporter des éléments de réponse, la matière noire pouvant dans une certaine mesure être composée d'un ou plusieurs neutrinos stériles et l'asymétrie entre matière et antimatière être expliquée par la violation de CP dans les interactions de neutrinos très massifs (au-delà du TeV/c^2).

Des considérations plus profondes sur l'écart de masse des neutrinos avec les autres leptons ou la stabilité des neutrinos peuvent également être abordées par certains auteurs, particulièrement dans les modèles dits au-delà du modèle standard.

Anomalies expérimentales

Le statut théorique d'un neutrino stérile est lui-aussi peu contraint (voire [44] pour la discussion sur le neutrino stérile léger). Comme par définition un neutrino stérile est indétectable, le seul moyen de le mettre en évidence est de réaliser une expérience d'oscillation. L'idée consiste à chercher dans un flux de neutrino bien maîtrisé une variation du taux de comptage en fonction de L/E due à l'oscillation vers un état stérile. Les données expérimentales ne manquent pas et contraignent fortement les possibilités de découvertes par oscillation, mais le secteur des neutrinos peut encore révéler de nouvelles particules.

Jusqu'en 2011, l'ensemble des mesures de disparition avaient fermé la possibilité d'un neutrino stérile à moins de lui attribuer une masse extrêmement faible. En effet, les neutrinos solaires offrent une sensibilité à des Δm^2 allant de 10^{-11}eV^2 à environ 10^{-4}eV^2 , puis les neutrinos atmosphériques et les mesures sur accélérateurs couvrent les possibilités pour des Δm^2 jusqu'à environ 10^{-2}eV^2 . Dans cette gamme très étendue de masse, les deux oscillations standards ont d'ailleurs été trouvées. À plus haute masse, les expériences sur réacteur et sur accélérateur à courte ligne de vol n'avaient rien décelé, et ce jusqu'à des masses aussi élevées que le keV. Un éventuel neutrino stérile était donc confiné à si faible masse qu'il en serait indétectable, et sans doute sans influence sur les autres observables. Des expériences accélérateurs d'apparition à courte ligne de vol (LSND, MiniBooNE) avaient bien soulevé la question, mais leurs résultats se sont progressivement révélés incohérents et sont fortement défavorisés à l'automne 2012 [45]. Les possibilités autour des neutrinos stériles étaient donc limitées.

Mais la publication de nouveaux spectres de neutrinos de réacteur [46] (voir section 2.2.3) a déclenché une réanalyse de toutes les expériences réacteur [7], qui pointe le fait que l'accord entre les expériences réacteurs et les prédictions est perdu. En plus de la réévaluation à la hausse des spectres, les corrections hors-équilibres (voir section 2.2.4) et la section efficace de la réaction β inverse ont évolué aussi. Tout d'abord, les progrès réalisés dans les mesures nucléaires et les codes de simulation de réacteur ont en effet permis des corrections hors-équilibres plus fines. Ensuite, le temps de vie du neutron, qui rentre dans le calcul de la

18. Il faut nécessairement une force pour provoquer cette expansion. Par définition, l'énergie noire procure cette force.

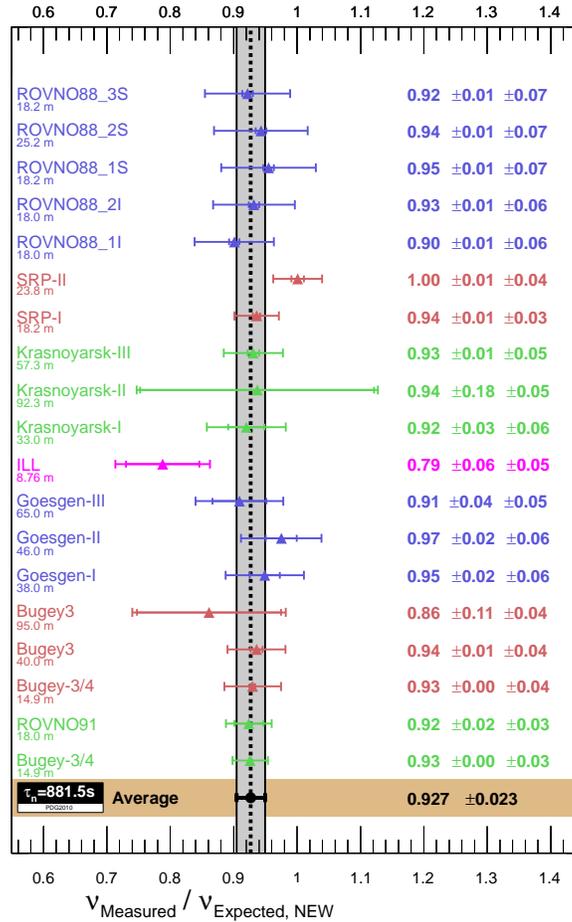


FIGURE 1.8 – Écart à la théorie des mesures sur réacteur à courte distance. La moyenne pondérée des mesures s'écarte de 3σ des attentes, ce qui constitue l'anomalie [7].

section efficace de la réaction β inverse, n'a cessé d'être réévalué à la baisse au cours du temps. Enfin, les corrections de deuxième ordre sur la section efficace (magnétique, faible, et coulombienne) sont mieux calculées.

Or les 3 corrections s'ajoutent et vont toutes vers une élévation du taux de neutrinos attendus : +3,5 % pour les spectres, +1,5 % pour la section efficace et +1 % pour les effets hors-équilibre. Le spectre théorique est donc au total réévalué de 6 %. Comme un écart de 1 % entre les prédictions et les mesures préexistait, le taux de neutrinos attendus s'écarte maintenant de 7 % des mesures (par rapport à l'ajustement global de 19 expériences, en prenant en compte leurs éventuelles corrélations), ce qui constitue une anomalie de 3 déviations standards (voir figure 1.8), donc significative sans être au niveau d'une découverte en physique des particules (où on demande en général 5σ).

Cette anomalie s'ajoute à l'anomalie dite gallium, qui provient des détecteurs de neutrinos solaires au gallium (Gallex/GNO [21, 22] et SAGE [47]). Ces expériences ont utilisé des sources de neutrinos électroniques monoénergétiques très intenses sous la forme de source de capture électronique de l'ordre du mégacurie (en ^{51}Cr et aussi en ^{37}Ar pour SAGE) pour étalonner leur détecteur. Or les taux de détection mesurés lors de ces mesures d'étalonnages sont inférieurs aux taux de détections attendus, avec un rapport observation sur prédiction

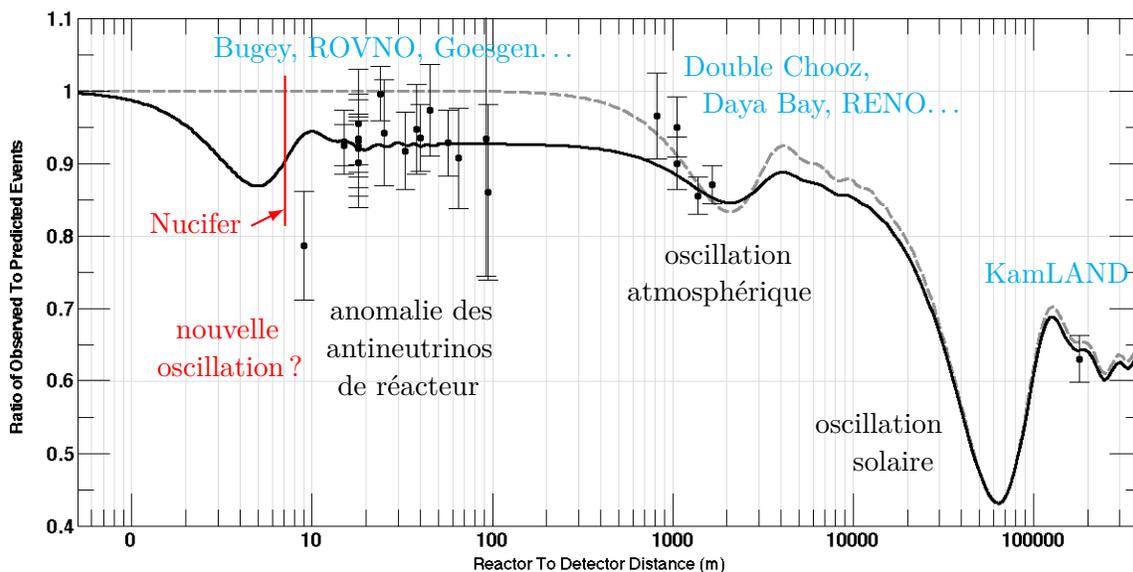


FIGURE 1.9 – **Récapitulatif des oscillations de neutrinos.** À longue distance, θ_{12} domine et l'oscillation due à θ_{13} est moyennée par la résolution spatiale. À moyenne distance, seul θ_{13} intervient. Et à courte distance, l'anomalie laisse la possibilité d'une oscillation vers neutrino stérile, déjà moyennée au-delà de la dizaine de mètres [7].

moyen de $0,86 \pm 0,05$ à 1σ [7]. Le point clé est ici la section efficace d'interaction entre un neutrino et un noyau de gallium 71, qui ont été mesurées indirectement sur accélérateur par des réactions inverses sur le germanium 71.

Les observables cosmologiques et astronomiques fournissent aussi des contraintes sur le secteur des neutrinos, à travers le nombre de degrés de liberté radiatifs au moment du découplage électromagnétique ou la somme des masses des neutrinos qui influe sur la baryogénèse primordiale. L'interprétation de ces observations dépend du modèle cosmologique retenu, et dans un modèle donné certaines mesures peuvent fournir des indications contraires. Mais la possibilité d'ajouter un neutrino stérile reste largement ouverte. Un grand pas sera fait en 2013 avec la publication de nouvelles mesures, beaucoup plus précises, des anisotropies du fond diffus cosmologique par le satellite Planck [48].

Pour paraphraser Richard Feynman à l'aube de la microélectronique et des nanosciences¹⁹, « il y a beaucoup de place là-bas » pour les neutrinos stériles maintenant que les contraintes issues des expériences réacteur sont levées. Il y a même un écart significatif, qui constitue l'Anomalie des Antineutrinos de Réacteur et mérite d'être étudié. Après les longues lignes de vol sensibles à θ_{12} , les moyennes lignes de vol sensibles à θ_{13} , les courtes lignes de vol vont peut-être à leur tour devenir le siège d'une oscillation (la figure 1.9 résume la situation), avec à la clé la possibilité d'une nouvelle particule et d'une nouvelle brèche dans le modèle standard à l'actif des neutrinos.

19. Citation originale de 1959 : « There is Plenty of Room at the Bottom », soit « il y a plein de place en bas ». Feynman exprime ainsi les possibilités ouvertes par la miniaturisation.

1.3.3 Conclusion

Les oscillations entre les trois neutrinos standards sont maintenant bien établies, avec un ensemble cohérent de mesures indépendantes. Ces oscillations sont régies par les écarts de masse entre les neutrinos et par trois angles de mélange plus une phase complexe, paramètres libres du modèle. En un peu plus d'une décennie, les écarts de masse et les angles de mélanges ont été mesurés. En plus de la phase, paramètre d'autant plus intéressant qu'il permet la violation de CP dans le secteur leptonique, la hiérarchie et l'échelle des masses sont actuellement (été 2012) inconnus. Plusieurs projets sont d'ailleurs en discussion pour lever ces interrogations.

Parallèlement, la question du statut théorique continue à nourrir les discussions, notamment à travers les expériences de recherche de double désintégration β sans neutrino. Pour finir, la possibilité de découvrir de nouvelles particules, jamais tout à fait exclue, peut également concerner le secteur des neutrinos. L'anomalie des antineutrinos de réacteur, une nouvelle disparition de neutrinos qui évoque une oscillation, peut notamment être expliquée par la présence d'un neutrino stérile avec une masse de l'ordre de $1 \text{ eV}/c^2$.

Chapitre 2

Réacteur, neutrino et garanties nucléaires

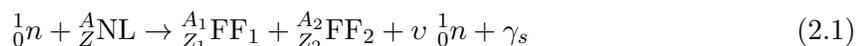
2.1 Physique des réacteurs

Bien que l'expression « réacteur nucléaire » puisse au sens strict désigner tout type de système siège de réactions nucléaires, nous en restreignons ici le sens aux systèmes sièges de fissions nucléaires en chaîne contrôlée.

2.1.1 La fission et la réaction en chaîne

Un réacteur nucléaire est basé sur la fission nucléaire, c'est-à-dire la brisure d'un noyau lourd ($Z \geq 90$) en 2 noyaux plus légers. Cette réaction peut être spontanée, particulièrement dans le cas des noyaux très lourds ($Z > 95$), ou induite par une particule incidente, et notamment par un neutron. Les deux fragments de fission, qui se partagent les nucléons du noyau lourd et son énergie de liaison, sont tous deux très riches en neutrons et excités, donc très instables. Ils vont immédiatement évaporer quelques neutrons de quelques MeV et émettre des gammas. Le nombre moyen de neutrons évaporés ν est variable selon le système fissionnant : de manière générale, plus l'isotope est lourd et plus ν est important¹. Une fission libre environ 200 MeV : cette valeur est une bonne approximation à la fois du bilan énergétique de la réaction (qui dépend de la différence de masse entre isotope fissionné et produits de fissions, avec ajout éventuel de l'énergie de la particule incidente) et du dépôt utile de chaleur dans le réacteur (qui dépend du bilan énergétique et de la capacité du réacteur à confiner les particules émises pour en récupérer l'énergie). On notera en particulier que le réacteur nucléaire ne confine pas les neutrinos émis lors des désintégrations β^- des produits de fissions, mais que cette perte d'environ 10 MeV par fission est compensée par l'énergie libérée par l'absorption des neutrons surnuméraires [49].

L'idée du réacteur nucléaire est d'entretenir une réaction en chaîne, où les neutrons libérés par une fission vont déclencher la suivante. La fission (induite par neutron) est alors globalement décrite par une formule comme (voir figures 2.1 et 2.2) :



1. $\nu = 2,4$ pour une fission thermique de ${}^{235}\text{U}$, $\nu = 3,0$ pour ${}^{239}\text{Pu}$

avec NL un noyau lourd, FF₁ et FF₂ les fragments de fission. On réalise alors de manière industrielle et contrôlée la transformation de masse en énergie, en transformant une partie de l'énergie de liaison du noyau lourd en énergie cinétique et au final en chaleur.

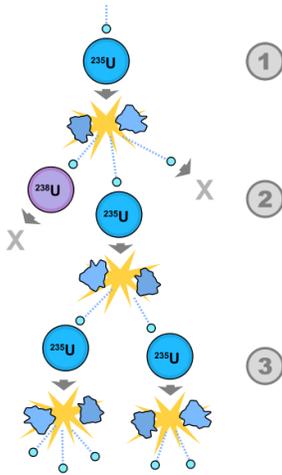


FIGURE 2.1 – Principe de la fission en chaîne [50].

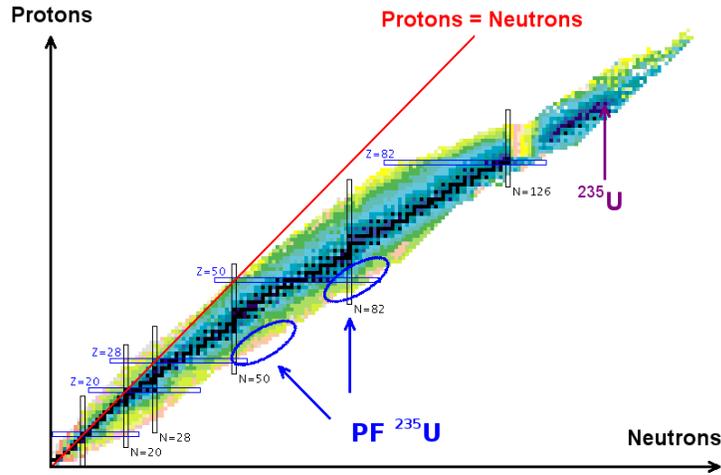


FIGURE 2.2 – Produits de fission de l'²³⁵U dans le tableau des isotopes [51].

Toutefois, la fission n'est pas le seul phénomène pouvant résulter d'une interaction entre un neutron et un noyau lourd. Dans la gamme d'énergie des neutrons de réacteur, donc $10 \text{ meV} < E_n < 10 \text{ MeV}$, on peut notamment citer la collision (ou diffusion) élastique et l'absorption radiative (absorption suivie de la désexcitation gamma du noyau), mais aussi les réactions à seuil que sont la collision inélastique ou l'absorption avec émission de particules (proton, neutron, alpha...). Il y a donc compétition entre les différents processus.

2.1.2 Criticité

Dans tout système multiplicateur de neutrons, et notamment dans tout système contenant au moins un isotope pouvant fissionner, on définit la criticité comme la capacité du système à multiplier les neutrons. Plus précisément, on définit le facteur de multiplication k comme le rapport du nombre de neutrons produits par le nombre de neutrons absorbés (ce qui est équivalent au nombre de fissions induites par fission). Dans un milieu infini, sans fuite, on parle de k infini (noté k_∞), et dans un système réel on parle de k effectif (noté k_{eff}) :

$$k_\infty = \frac{\text{production}}{\text{absorption}} \quad \text{et} \quad k_{eff} = k_\infty(1 - P_{fuite}) = \frac{\text{production}}{\text{absorption} + \text{fuite}} \quad (2.2)$$

en notant P_{fuite} la probabilité de fuite. La figure 2.3 montre bien que la majorité des neutrons ne provoquent pas de fissions, mais sont absorbés ou fuient le système.

Trois comportements sont définis :

- Si $k_{eff} = 1$, le système est dit critique, et le nombre de neutrons est stable dans le temps.
- Si $k_{eff} > 1$, le système est dit surcritique, et le nombre de neutrons croît.
- Si $k_{eff} < 1$, le système est dit souscritique, et le nombre de neutrons décroît.

On parle également de supercriticité lorsque le k_{eff} devient (temporairement) « grand », une limite chiffrée pouvant être $k_{eff}(t) > 2$.

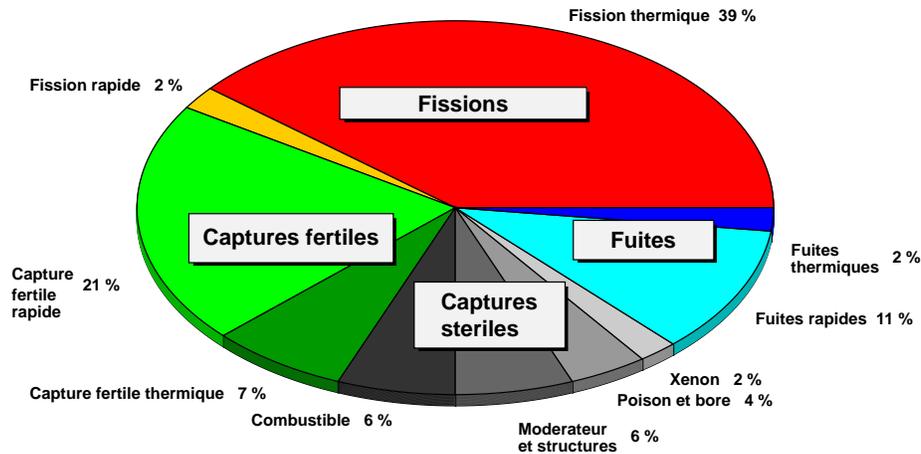


FIGURE 2.3 – **Bilan neutronique pour une fission dans un réacteur à eau légère.** 40 % seulement des neutrons issus d’une fission en provoquent une nouvelle [52].

Dès qu’un système atteint la criticité, il libère de l’énergie et donc chauffe et se dilate, ce qui diminue le nombre de noyaux par unité de volume, favorise les fuites et diminue le k_{eff} . S’il est laissé à lui-même, le système va alors perdre la criticité et cesser de libérer de l’énergie. Mais en se refroidissant il va se contracter et retrouver la criticité. Le système va donc osciller entre des phases critiques où il chauffe et des phases non-critiques où il se refroidit, pour peu que les phases critiques ne provoquent pas sa destruction. Deux idées apparaissent immédiatement : chercher à maintenir en toute circonstance la criticité en évacuant la chaleur pour réaliser un réacteur nucléaire, avec un k_{eff} égal à 1,000 en permanence ; à l’inverse, chercher à produire un pic de criticité pour maximiser le dégagement d’énergie instantané pour réaliser une bombe nucléaire.

2.1.3 Spectres en énergie des neutrons

Il convient ici de distinguer les neutrons émis par la fission de ceux qui la provoquent. En effet, les neutrons de fission sont en première approximation répartis en énergie sur une distribution maxwellienne, piquée à 2 MeV, s’étendant jusqu’à 10 MeV, et chutant très vite en dessous du MeV. Par contre, dans la matière, les neutrons perdent progressivement leur énergie par collision élastique (voire inélastique à haute énergie) avec les noyaux du milieu, particulièrement si ce milieu (comme l’eau ou la matière organique) est riche en atomes à noyau léger, tel l’hydrogène. Au bout de quelques dizaines de collisions, les neutrons ont atteint l’énergie d’agitation thermique, en équilibre avec les noyaux du milieu. On parle alors de neutrons thermiques. Le processus, qui prend typiquement quelques microsecondes, est appelé thermalisation ou modération (voir figure 2.4). Ce spectre de neutrons est lui aussi bien représenté par une maxwellienne, piquée autour de kT dans un milieu peu absorbant, et un peu plus haut si le milieu absorbe, mais typiquement de l’ordre de quelques dizaines de meV^2 . Entre le spectre de fission et le spectre thermique, soit de 1 eV à 100 keV, se trouve le

2. $kT = 25,3 meV$ à 300 K

spectre de ralentissement ou épithermique. Un exemple de spectre est donné figure 2.5.

En réacteur, les neutrons sont d'abord émis par fissions dans le combustible, souvent thermalisés dans un modérateur puis diffusent dans le réacteur pendant quelques (dizaines de) microsecondes avant d'être enfin absorbés, en général par fission ou par capture radiative. Un cœur de réacteur nucléaire est donc le siège d'un flux neutronique intense, de l'ordre de 10^{14} neutron $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$, dont le spectre est bien évidemment une superposition des trois composantes rapide, épithermique et thermique, variant avec la composition, le lieu, le temps. . . Ceci a une grande importance du fait des fortes variations des sections efficaces d'interactions neutron/noyau avec l'énergie. Elles varient généralement en l'inverse de la vitesse, donc en l'inverse de la racine de l'énergie ou « en $1/v$ », dans le spectre thermique. Ensuite vient aux énergies épithermiques une zone de résonances, qui peuvent être très fines, très nombreuses, et de grande amplitude. Pour finir, les sections efficaces se comportent très différemment face aux neutrons rapides : la capture neutronique a tendance à diminuer alors que les réactions à seuils (absorption du neutron suivie de l'émission de particules) apparaissent et que la fission se stabilise vers le barn (pour les noyaux lourds usuels). Au final, la section efficace d'interaction est presque toujours bien plus élevée aux énergies thermiques que rapides (voir figure 2.6a).

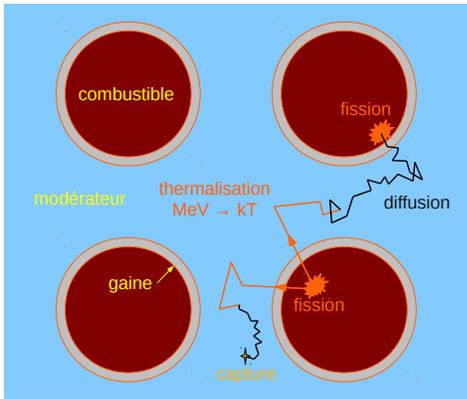


FIGURE 2.4 – **Modération dans un réacteur à eau.** Les barreaux de combustibles sont plongés dans de l'eau dont les noyaux d'hydrogène vont efficacement thermaliser les neutrons.

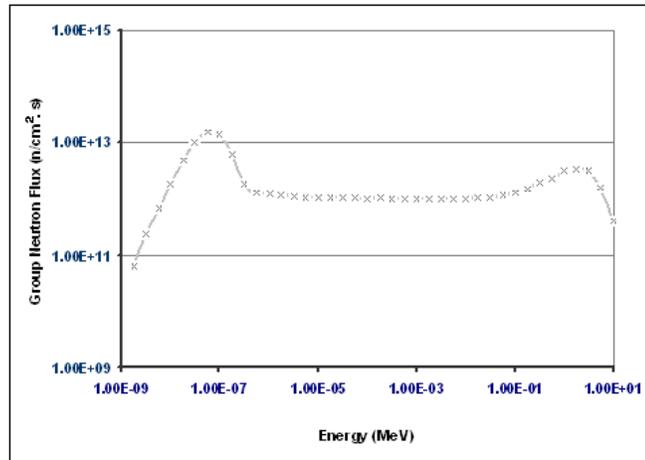


FIGURE 2.5 – **Spectre neutronique typique d'un réacteur à eau légère.** On reconnaît la bosse rapide des neutrons issus de fission et la bosse thermique [53].

Pour réaliser un réacteur nucléaire, il faut un noyau lourd chez qui la fission l'emporte sur toutes les autres voies de sortie après capture du neutron et formation du noyau composé (réémission du neutron, émission de gamma, d'alpha. . .), ce qui revient à chercher un rapport section efficace de fission sur section efficace d'absorption grand devant 1. De plus, il va falloir utiliser les noyaux disponibles à l'état naturel, soit stables soit du fait de leur très longue durée de vie. Dans la pratique, seuls les noyaux naturels avec $Z \geq 90$ sont considérés : thorium 232, uranium 235 (ou ^{235}U) et uranium 238 (ou ^{238}U), tous radioactifs puisque le dernier élément stable est le plomb. En effet, d'une part les noyaux entre le bismuth et le thorium ont une durée de vie insuffisante pour que leur abondance naturelle soit intéressante pour une application, et d'autre part plus un noyau est léger et moins la fission est probable, ce qui se traduit par des sections efficaces très faibles.

En spectre rapide, les sections efficaces de fission et d'absorption ont tendance à se rap-

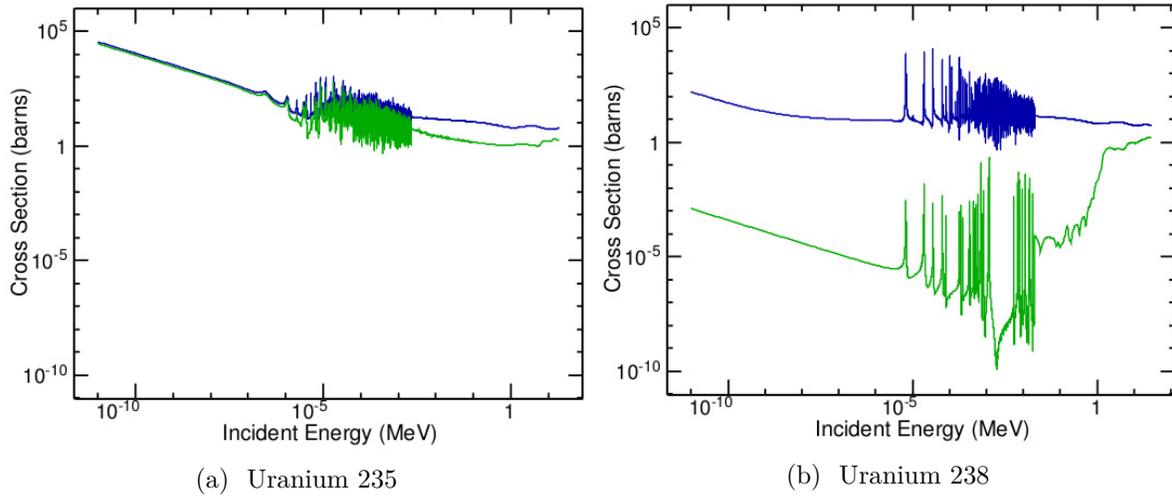


FIGURE 2.6 – Sections efficaces totale (en bleu) et de fission (en vert) des 2 isotopes principaux de l'uranium. On reconnaît le comportement dit en « $1/v$ » dans le domaine thermique, une forêt de résonances dans le domaine épithermique et le plateau vers le barn à haute énergie [54, 55].

procher autour du barn, cette condition est donc de manière générale difficile à remplir. Par contre, en spectre thermique, les noyaux à nombre impair de neutrons remplissent facilement cette condition. En effet, un nouveau neutron apporte beaucoup d'énergie de liaison au noyau par effet d'appariement, ce qui le rend instable, alors que les noyaux à nombre pair de neutrons ne gagnent que peu d'énergie avec un neutron supplémentaire.

Il existe un et un seul noyau lourd naturel à nombre impair de neutrons : l'uranium 235. On parle alors de noyau fissile. Alors que l'uranium 238, l'autre isotope naturel de l'uranium, et le thorium 232 ont un nombre pair de neutrons et ne sont pas fissiles (voir figures 2.6a et 2.6b). Il existe d'autres fissiles, mais artificiels, comme le plutonium 239 ou l'uranium 233, créés respectivement par irradiation de l'uranium 238 ou du thorium 232.

2.1.4 Réacteur nucléaire

Réacteur thermique, réacteur rapide

Pour construire un réacteur, 2 choix s'offrent alors :

- le réacteur thermique : le choix est fait de chercher à thermaliser les neutrons afin de tirer parti des grandes sections efficaces dans le domaine thermique. Pour cela, il faut que les neutrons entrent en collision avec des noyaux légers, ce qui se traduit dans le réacteur par l'ajout au voisinage immédiat du combustible d'un matériau riche en éléments légers (H, D ou C), le modérateur. Les neutrons émis lors de la fission sortent alors du combustible avant de se thermaliser dans le modérateur et d'y diffuser jusqu'à retrouver le combustible ou d'y finir absorbé³. Ce principe est utilisé par l'ensemble des réacteurs électrogènes commerciaux aujourd'hui en service. Et pour les trois quarts d'entre eux, l'eau est utilisée à la fois comme modérateur et comme caloporteur, ce qui simplifie la conception, mais limite la température de sortie à 320°C⁴.

3. Ce qui conduit à l'adage suivant : « Dans un réacteur, tout neutron naît rapide et meurt thermique ».

4. Le point critique de l'eau est 374,15°C et 221,2 bars, mais les réacteurs se limitent à une pression de 155

- le réacteur rapide : le choix est fait de garder un spectre de neutron rapide. Les neutrons issus de la fission ne pouvant que perdre de l'énergie lors des collisions avec les noyaux du milieu, il faut chercher à les utiliser le plus vite possible et à minimiser les pertes d'énergies lors des collisions. Le cœur est donc compact et tout matériau condensé contenant des noyaux légers en est banni, ce qui interdit le refroidissement par eau et ne laisse que les métaux liquides (sodium, plomb) et les gaz (hélium). La section efficace de fission étant assez faible (autour du barn) pour les noyaux disponibles, et les réactions d'absorption peu en-dessous, il faut un flux très élevé et un fort enrichissement du combustible. Le réacteur fonctionne à plus haute température, ce qui augmente le rendement, et les fuites neutroniques élevées permettent de régénérer des noyaux fissiles à partir de noyaux fertiles. On peut voir les réacteurs à neutrons rapides comme des concepts plus performants mais nettement plus complexes (notamment du point de vue des matériaux) que les réacteurs thermiques.

Malgré les possibilités ouvertes par les réacteurs rapides, les contraintes qu'ils imposent en ont jusque là limité l'emploi à des réacteurs de recherche⁵. *Aussi la suite de ce chapitre se concentrera exclusivement sur les réacteurs thermiques de puissance.*

Filières de réacteurs thermiques de puissance

Un réacteur nucléaire est donc un système critique stable, au moins autour de son point de fonctionnement. En général un réacteur nucléaire est opéré pour produire de l'électricité, mais d'autres usages existent : étude de la physique des réacteurs (aujourd'hui remplacée par la simulation), source de neutrons, propulsion (sous-marin, porte-avion, brise-glace, avion, fusée⁶...). La production de chaleur couplée avec la production électrique est également à l'étude, cette chaleur pouvant par exemple servir à dessaler de l'eau de mer ou catalyser l'hydrolyse de l'eau pour produire de l'hydrogène.

Il existe un très grand nombre de réacteurs possibles, du réacteur naturel d'Oklo aux concepts futuristes à combustible liquide. Un réacteur est en effet relativement facile à réaliser pour peu que le fissile soit disponible : il n'a fallu que 3 ans entre la découverte de la fission en 1939 et la réalisation du premier réacteur nucléaire artificiel en 1942, par empilement manuel de blocs de graphite et d'uranium naturel (d'où le nom de « pile » encore associé au réacteur nucléaire). Un grand nombre de combinaisons sont possibles même en ne considérant que les 3 composants principaux :

- le combustible : choix de son état chimique (métal, oxyde, carbure...), de sa géométrie (barreaux, boulets, liquide...), et souvent de son gainage pour le séparer du caloporteur (matériau, géométrie...);
- le modérateur : choix du matériau (eau légère, eau lourde, graphite, ou rien pour un réacteur rapide) et de sa géométrie;
- le caloporteur : choix entre l'eau légère, un gaz (CO₂, He...), un métal liquide (Pb, Na) pour les réacteurs rapides, voire un sel fondu (NaCl, LiF) pour un réacteur liquide.

Un grand nombre de ces concepts a vu le jour, principalement pour des tests, et quelques

bars, où la température d'ébullition est d'environ 330°C.

5. Quelques prototypes tels Phénix et SuperPhénix ont bien été raccordés au réseau mais ces machines servaient davantage à étudier le concept qu'à produire du courant, et n'ont pas eu de successeurs à ce jour.

6. Un avion a volé avec un réacteur en fonctionnement à bord mais sa propulsion était assurée par des réacteurs classiques (Convair X-6 [50]). Plusieurs moteurs fusées nucléaires ont été testés au sol avec succès, aucun n'a décollé (projet NERVA [50]). Des concepts de propulsion spatiale ont aussi été proposés.

concepts spécifiques restent retenus pour des réacteurs de recherche, mais les réacteurs nucléaires commerciaux actuels se restreignent à quelques concepts. Tous sont thermiques, utilisent des barreaux d'oxyde d'uranium légèrement enrichi (figure 2.7) et sont refroidis à l'eau.

L'eau pouvant à la fois thermaliser les neutrons et évacuer la chaleur, un même circuit peut être utilisé pour les rôles de caloporteur et de modérateur. Ce concept très répandu dans le monde (les trois quarts des réacteurs commerciaux, et la grande majorité des projets de construction) prend le nom de Réacteur à Eau Légère (REL ou LWR pour « Light Water Reactor » en anglais, figure 2.8). Seule l'eau légère est utilisée dans ce double rôle, car le circuit thermohydraulique génère des fuites et des effluents que le coût de l'eau lourde rend inacceptables. Les autres filières utilisent l'eau lourde (CANDU canadien) ou le graphite (RBMK russe) comme modérateur, et résultent de choix historiques.

Le REL se décline en deux sous-filières, le Réacteur à Eau Bouillante (REB ou BWR pour « Boiling Water Reactor ») et le Réacteur à Eau Pressurisée (REP ou PWR pour « Pressurised Water Reactor ») qui équipe l'ensemble du parc français. Le REP et le REB diffèrent par le nombre de circuits de refroidissement : dans un REB l'eau est vaporisée au contact du cœur dans le premier circuit et le second évacue la chaleur grâce à la source froide, alors que dans un REP le premier circuit maintient l'eau liquide en permanence, la vapeur est produite dans le deuxième circuit et un dernier circuit évacue la chaleur.



FIGURE 2.7 – **Assemblage de REP.** Une grappe de commande contenant un absorbant neutronique, souvent du bore, est insérée dans l'assemblage [56, 52].

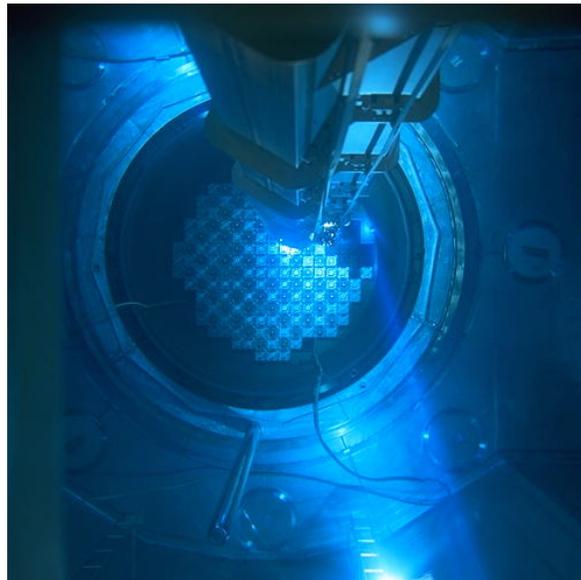


FIGURE 2.8 – **Cœur de REP sous eau.** Le cœur est en cours de rechargement, sous eau pour contenir la radioactivité et refroidir le combustible utilisé. La couleur bleu est due au rayonnement Cerenkov induit par les γ émis par les produits de fissions [57, 52].

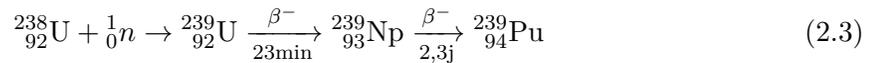
Un rassemblement d'États, d'industriels et d'organisations internationales appelé « Forum Génération IV » s'est constitué pour étudier l'électronucléaire du futur. Six concepts ont été retenus [58] : réacteur rapide au sodium, réacteur rapide au plomb, réacteur rapide à gaz, réacteur à eau supercritique, réacteur rapide à sels fondus, et réacteur à gaz à haute température. Tous seront très difficiles à industrialiser, bien que tous profitent de retours d'expérience de réacteurs de recherche ou même de prototypes. Le déploiement de ces technologies n'est

pas attendu dans les meilleurs scénarios avant 2050.

2.1.5 Évolution du combustible nucléaire

Le combustible des réacteurs nucléaires de puissance ne contient pas que de l' ^{235}U . En effet, l'uranium est assez rare à la surface de la Terre et l' ^{235}U n'est présent qu'à hauteur de 0,7 % dans l'uranium naturel, le reste étant constitué d' ^{238}U et de traces d' ^{234}U (0,0056%). Ces proportions s'expliquent par la période de $7,10 \times 10^8$ ans de l' ^{235}U (radioactivité α), suffisante pour qu'il en reste depuis la nucléosynthèse, mais bien inférieure au $4,5 \times 10^9$ ans de période de l' ^{238}U . Quant à l' ^{234}U , de seulement $2,5 \times 10^5$ ans de période, il est (indirectement) issu de la désintégration α de l' ^{238}U ⁷.

La séparation isotopique étant extrêmement difficile, les réacteurs nucléaires (toujours en ne discutant que les réacteurs thermiques de puissance) utilisent soit de l'uranium naturel, soit de l'uranium faiblement enrichi, à hauteur de 3% à 5% en ^{235}U . L'uranium présent en cœur est donc toujours composé à plus de 95% d' ^{238}U . Plongé lui aussi dans le flux neutronique du réacteur, cet isotope ne fissionne que rarement, préférant la plupart du temps la capture radiative. Ces captures provoquent la formation d' ^{239}U , radioactif β^- avec une période de 23 minutes qui décroît en ^{239}Np , radioactif β^- avec une période de 2,3 jours, qui décroît en ^{239}Pu , qui lui est par contre radioactif α avec une période de $2,4 \cdot 10^4$ ans.



Mais le ^{239}Pu a lui aussi un nombre impair de neutrons, il est donc fissile. La capture radiative sur l' ^{238}U conduit donc indirectement à la production de ^{239}Pu , l' ^{238}U est alors dit fertile. Ce phénomène de création de nouveaux isotopes au cours du temps ne s'arrête d'ailleurs pas au ^{239}Pu : avec des captures radiatives et des désintégrations β^- , un certain nombre d'isotopes plus lourds sont produits durant l'irradiation, tous fertiles ou fissiles selon leur nombre de neutrons. Si au début de son irradiation le combustible neuf produit surtout des fissions de l' ^{235}U (avec une faible contribution de l' ^{238}U), il se met progressivement à produire et fissionner le ^{239}Pu , et même le ^{241}Pu qui n'apparaît pourtant qu'avec 2 captures sur le ^{239}Pu (figure 2.9). Au bout d'un peu plus d'un an d'irradiation, le combustible va produire davantage de fissions de ^{239}Pu que d' ^{235}U . Et dans le cas des réacteurs utilisant un combustible légèrement enrichi, où le combustible subit en général 3 cycles d'irradiation, le combustible en fin de vie va même fissionner plus de ^{241}Pu que d' ^{235}U , sans toutefois parvenir à compenser complètement l' ^{235}U par les plutoniums (pour les réacteurs thermiques de puissance actuels, mais des concepts de la génération IV, thermiques ou rapides, y parviennent). Un rechargement est alors nécessaire, et pour les REL il prend généralement la forme d'un remplacement du tiers du combustible usé, ce qui revient à remplacer environ 200 kg de plutonium par de l' ^{235}U .

La répartition des 4 isotopes apportant une contribution significative au nombre de fissions dans un réacteur nucléaire que sont l' ^{235}U , l' ^{238}U , le ^{239}Pu et le ^{241}Pu varie donc au cours du temps, avec de fortes discontinuités lors d'éventuels rechargements. Dans le cas des réacteurs à chargement continu (CANDU, RBMK...), l'évolution globale est lissée, mais de fortes disparités spatiales demeurent.

7. ${}_{92}^{238}\text{U} \xrightarrow[4,5 \cdot 10^9 \text{a}]{\alpha} {}_{90}^{234}\text{Th} \xrightarrow[24\text{j}]{\beta^-} {}_{91}^{234}\text{Pa} \xrightarrow[1,2\text{min}]{\beta^-} {}_{92}^{234}\text{U} \xrightarrow[2,5 \cdot 10^5 \text{a}]{\alpha} \dots$

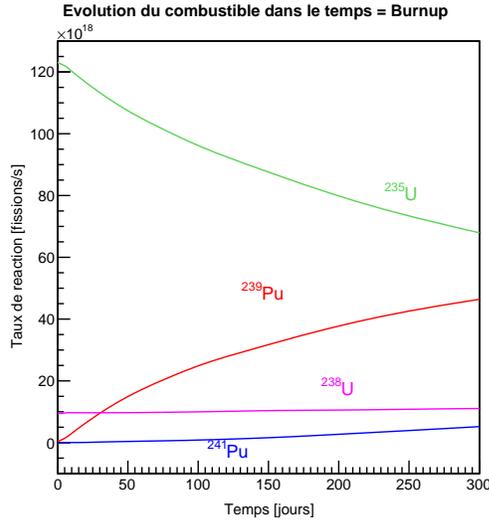


FIGURE 2.9 – Évolution d’un combustible REP. Démarrage sans Pu [28].

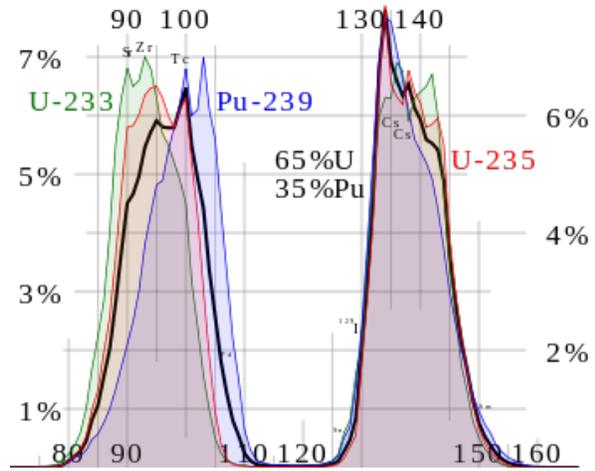


FIGURE 2.10 – Distribution des fragments de fission pour la fission thermique de 4 combustibles [50].

2.2 Neutrinos de réacteurs

2.2.1 Production des neutrinos de réacteur

Désintégration des produits de fission

Les antineutrinos électroniques émis par un réacteur ne sont pas issus directement de la réaction en chaîne de fission, mais de la décroissance radioactive des deux fragments de fission. Après évaporation des neutrons, les fragments de fission sont encore nécessairement en excès de neutrons, et sont donc très instables. Seule la désintégration β^- peut leur permettre de rejoindre la stabilité, en général par 3 désintégrations par fragment (voir tableau 2.1). Le réacteur nucléaire n’émet donc que des antineutrinos électroniques.

De plus, la fission par neutron thermique n’est ni régulière ni symétrique : les 2 fragments de fission sont généralement de masses différentes, en couvrant une très grande gamme d’isotopes ($75 \lesssim A \lesssim 160$). Dans le cas de la fission d’ ^{235}U , les fragmentations les plus probables n’ont qu’une probabilité d’apparaître de 6%, pour une répartition des masses telle qu’un fragment emporte environ un tiers de la masse initiale et le second deux tiers, alors que la fragmentation symétrique⁸ ne se produit que dans 0,01% des cas. On comprend alors qu’un très grand nombre de désintégrations β différentes peuvent avoir lieu (plus de 10000), couvrant une très vaste gamme de périodes radioactives et d’énergies de désintégration.

Les fragments, en sortie de fission, décroissent d’abord avec des périodes très courtes, libérant plusieurs MeV. Par contre, la dernière désintégration avant de rejoindre la stabilité peut être de période beaucoup plus longue, avec une énergie de désintégration de seulement quelques centaines de keV⁹. Mais la grande majorité des désintégrations β^- des fragments de fissions a une période inférieure à quelques heures ce qui permet de considérer en première approximation qu’il y a proportionnalité entre la puissance du réacteur et l’émission

8. $^{235}_{92}\text{U} + \frac{1}{0}\text{n} \rightarrow ^{236}_{92}\text{U} \rightarrow ^{118}_{46}\text{Pd} + ^{118}_{46}\text{Pd}$

9. Par exemple le $^{99}_{43}\text{Tc}$ a une période de $2,1 \times 10^5$ ans et libère 294 keV.

d'antineutrinos. Chaque fission libérant 200 MeV et à terme 6 antineutrinos, un réacteur de 1 GW thermique produit donc $1,9 \times 10^{20} \bar{\nu}_e/s$, chiffre qui peut encore être multiplié par la puissance réelle du réacteur. Les réacteurs nucléaires sont donc une source puissante et pure d'antineutrinos électroniques. Il est à noter que même en prenant en compte les oscillations, ces antineutrinos n'ont pas assez d'énergie pour créer un muon ou un tauon et ne peuvent donc pas être détectés sous une autre saveur. Une oscillation ne se traduit donc que par une disparition d'une partie du flux d'antineutrinos électroniques.

Sensibilité au système fissionnant

Par ailleurs la distribution des fragments des noyaux lourds lors de la fission dépend de l'isotope fissionné et de l'énergie injectée. Pour une fission thermique, la distribution en masse du fragment lourd s'accroche autour du nombre magique 126, si bien que le fragment léger emporte l'essentiel des nucléons supplémentaires lorsqu'un isotope plus lourd est fissionné (voir figure 2.10). La distribution des fragments conditionnent les désintégrations et donc le spectre énergétique des neutrinos émis. Dans les faits, le ^{239}Pu émet moins d'antineutrinos que l' ^{235}U et à des énergies inférieures (voir figure 2.11 et tableau 2.1), ce qui combiné à une réaction de détection à seuil comme la réaction β inverse (voir chapitre 3) peut conduire à un taux de détection significativement plus faible dans l'hypothèse d'un cœur pur ^{239}Pu par rapport à un cœur pur ^{235}U .

	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
E fission (MeV) [59]	$201,7 \pm 0,6$	$205,0 \pm 0,9$	$210,0 \pm 0,9$	$212,4 \pm 1,0$
$E_{\bar{\nu}_e}$ moyenne (MeV)	1,46	1,56	1,32	1,44
nombre de $\bar{\nu}_e$ / fission	5,58	6,69	5,09	5,89
$\bar{\nu}_e$ / fission, $E_{\bar{\nu}_e} > 1,8 \text{ MeV}$ [60]	$1,92 \pm 0,02$	$2,38 \pm 0,02$	$1,45 \pm 0,02$	$1,83 \pm 0,02$

TABLE 2.1 – Influence des 4 principaux isotopes sur le spectre neutrino de réacteur.

En combinant cette différence d'émission avec l'évolution du combustible, on obtient dans un détecteur d'antineutrinos de réacteur un taux de comptage $N_{\bar{\nu}}$ de la forme :

$$N_{\bar{\nu}} = \kappa \left(1 + f \left(\frac{\tau_{^{235}\text{U}}}{\tau_{^{239}\text{Pu}}} \right) \right) P_{\text{th}} \quad (2.4)$$

avec P_{th} la puissance thermique, κ le nombre de neutrinos détectés par unité de puissance, $\tau_{^{235}\text{U}}$ le taux de fission de l' ^{235}U et $\tau_{^{239}\text{Pu}}$ le taux de fission du ^{239}Pu . Le rapport des taux de fission dépend de l'historique du réacteur. La figure 2.12 illustre cette évolution dans le cas d'un REP.

Un détecteur d'antineutrinos placé à proximité d'un réacteur nucléaire va donc suivre au premier ordre les variations de puissance thermique, et au second la composition du combustible. Comme cette dernière évolue en fonction de l'activité du réacteur, ces variables sont fortement corrélées et la comparaison entre le nombre de neutrinos mesurés dans le temps avec une simulation avancée de réacteur peut permettre d'obtenir à la fois la puissance et la composition. Les incertitudes dépendent d'abord du taux de détection de neutrinos, qui doit être le plus haut possible, et ensuite de la maîtrise et du détecteur et de la simulation réacteur.

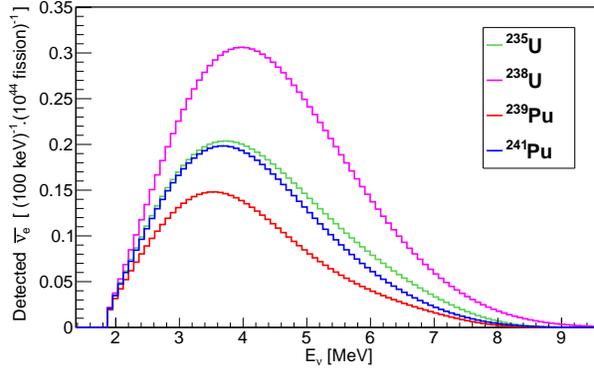


FIGURE 2.11 – Spectres antineutrinos ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu multipliés par la section efficace de la réaction β inverse [46].

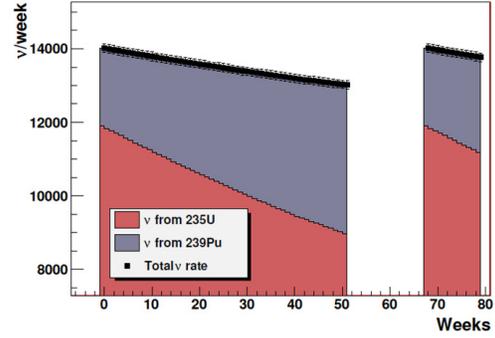


FIGURE 2.12 – Évolution du taux de détection à puissance constante. Simulation préliminaire durant 1 cycle et 1 rechargement de Nucifer à 25 m d'un REP de 3,3 GW_{th} .

2.2.2 Spectre électron, spectre neutrino

La majorité des expériences de neutrinos de réacteur reposent sur la comparaison entre un taux de détection théorique et un taux de détection mesuré. Aujourd'hui, des mesures relatives à deux détecteurs (Double Chooz, Daya Bay, RENO) permettent de s'affranchir dans une certaine mesure du calcul théorique en comparant les taux de détection entre les deux détecteurs, judicieusement placés avant et après oscillation, mais cette méthode n'est possible que pour une base de vol d'au moins quelques dizaines de mètres. Il faut donc une connaissance précise des spectres neutrinos pour les expériences à courtes bases de vol, ce qui ne peut être obtenu que par le calcul.

Les antineutrinos électroniques de réacteur proviennent de désintégrations β^- :



La conservation de l'énergie implique donc que :

$$E_{\bar{\nu}} + E_{e^-} = Q_{\beta} + \Delta E^* = E_0 \quad (2.6)$$

avec $E_{\bar{\nu}}$ l'énergie de l'antineutrino, E_{e^-} l'énergie de l'électron, $Q_{\beta} = (m_X - m_Y) c^2$ la différence de masse entre le noyau père et le noyau fils et ΔE^* l'éventuelle énergie d'excitation. Les masses et les énergies d'excitation étant discrètes, le neutrino et l'électron se partagent une seule valeur d'énergie E_0 . Si Q_{β} est une constante, les énergies d'excitation varient avec le niveau d'énergie de chaque noyau. On parle d'une branche β pour une désintégration entre deux niveaux donnés (le plus souvent le fondamental pour le père, mais il existe des états métastables qui peuvent également décroître par β).

Pour une branche de décroissance donnée, électron et neutrino se partagent une énergie $E_{0,b}$ et le spectre neutrino $S_{\bar{\nu},b}$ se déduit donc directement du spectre électron $S_{e^-,b}$ (figure 2.13) par la relation $E_{\bar{\nu}} = E_{0,b} - E_{e^-}$:

$$S_{\bar{\nu},b}(E) = S_{e^-,b}(E_{0,b} - E) \quad (2.7)$$

Lors de la désintégration d'un noyau, les N_b différentes branches β liant les différents niveaux d'énergie des noyaux père et fils sont accessibles. Comme les spectres électron et neutrino

proviennent de la superposition de toutes ces branches selon leur rapport d'embranchement Y_b , la bijection entre spectre électron et neutrino est perdue (comme le montre l'exemple du manganèse 56 figure 2.14). On a :

$$S_{\bar{\nu}}(E) = \sum_{b=1}^{N_b} Y_b S_{\bar{\nu},b}(E) \quad \text{et} \quad S_{e^-}(E) = \sum_{b=1}^{N_b} Y_b S_{e^-,b}(E) \quad (2.8)$$

mais par contre :

$$S_{\bar{\nu}}(E) = \sum_{b=1}^{N_b} Y_b S_{e^-,b}(E_{0,b} - E) \neq S_{e^-}(E_{0,S} - E) \quad (2.9)$$

où $E_{0,S}$ serait l'énergie de transition supposée entre ces deux spectres, naïvement la plus grande des énergies de transition de branche.

Le spectre S_k (neutrino ou électron) d'un isotope fissile k est issu de la somme des désintégrations de tous ses produits de fission (PF) :

$$S_k(E) = \sum_{n \in \text{PF}} \mathcal{A}_n S_n(E) = \sum_{n \in \text{PF}} \mathcal{A}_n \sum_{b=1}^{N_b} Y_b S_b(E) \quad (2.10)$$

avec \mathcal{A}_n l'activité du produit de fission n et S_n son spectre. Au total, on estime que plus de 10000 branches β sont accessibles dans un réacteur et participent au spectre neutrino. Pour calculer le spectre neutrino de façon rigoureuse, il faudrait donc connaître toutes les branches de décroissance de tous les fragments de fissions.

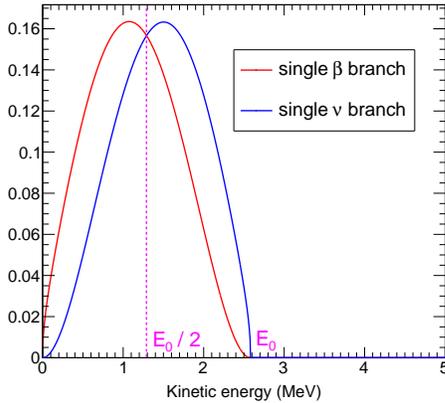


FIGURE 2.13 – Spectre électronique et neutrino d'une désintégration β^- à une seule branche [28].

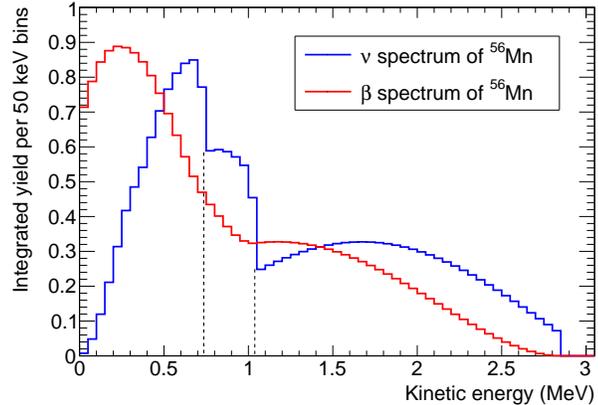


FIGURE 2.14 – Spectre électronique et neutrino du ^{56}Mn . Trois branches créent ces discontinuités dans le spectre neutrino [28].

Aujourd'hui, les modèles nucléaires *ab initio* ne permettent pas de calculer les branches β des produits de fission, il faut donc les mesurer. Expérimentalement il s'agirait de mesurer les spectres électrons branche par branche, ce qui nécessite de placer le noyau radioactif à étudier dans un spectromètre et d'être capable d'identifier chaque branche. En pratique ce type de mesure est très complexe voir impossible et est remplacé par une mesure des rapports d'embranchements et par la caractérisation des états finals. La connaissance des états finals (énergie et spin) permet de calculer la forme des spectres électron grâce à la

théorie de Fermi, sous certaines conditions (les transitions interdites non uniques demandent des hypothèses supplémentaires). Mais certaines branches ne peuvent pas être mesurées à cause de l'empilement avec d'autres branches, ce qui conduit à un manque dans l'intensité des transitions ; on parle d'effet pandémonium. Certains noyaux ont même une trop faible durée de vie pour être mesurables, et le manque est alors directement au niveau du spectre total. Encore aujourd'hui, les bases de données nucléaires sont incomplètes, surtout en ce qui concerne les produits de fissions à vie très courte, donc à neutrinos de haute énergie.

2.2.3 Conversion des spectres électrons en spectres neutrinos

La solution retenue dans les années 1980 (où les bases de données étaient encore plus incomplètes qu'aujourd'hui) a été de mesurer l'intégralité du spectre électron émis par des feuillets de fissile sous irradiation neutronique. Les expériences ont eu lieu sur le spectromètre BILL [61], à l'Institut Laue Langevin (ILL), à Grenoble. BILL était installé à la suite d'un des canaux de neutrons de l'ILL, ce qui permettait d'irradier des feuillets de fissiles dans le flux très thermique du Réacteur à Haut Flux (RHF) de l'ILL et de mesurer le spectre des électrons qui s'en échappaient. L' ^{235}U , le ^{239}Pu et le ^{241}Pu [62, 63, 64] furent étudiés, et les spectres électrons mesurés sont aujourd'hui les seules et uniques références. L' ^{238}U participe significativement à l'émission neutrino d'un réacteur, mais par fission rapide (son seuil de fission est vers 800 keV, voir figure 2.6b), donc son spectre électron n'a pas pu être mesuré dans le spectre très thermique du RHF. Cependant une mesure récente a été réalisée auprès du réacteur FRM2 de Munich dans un spectre rapide, toujours en attente de publication.

Une fois les spectres électrons mesurés par isotopes, il reste à convertir les spectres électron en spectre neutrino. Or la conversion rigoureuse demande la connaissance de toutes les branches β , le problème que cette mesure essaye justement de circonvenir. La conversion a été réalisée avec un ajustement de 30 branches β virtuelles qui permettent de reconstituer le spectre électron (la figure 2.15 montre le principe avec 4 branches). Ces branches ont ensuite été converties par conservation de l'énergie et sommées pour construire le spectre neutrino final. Les résultats sont devenus les spectres neutrino de références, jusqu'à 2011. L' ^{238}U repose sur les branches tabulées dans les bases de données, complétées de modèles théoriques.

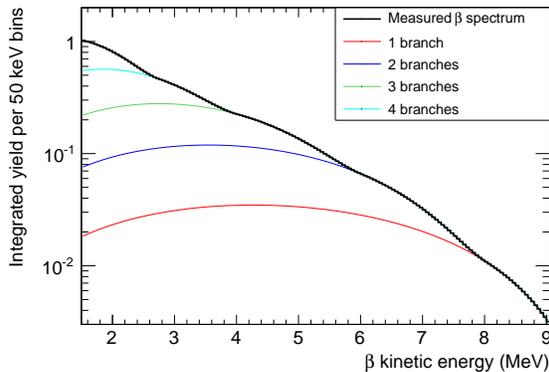


FIGURE 2.15 – Procédure de conversion des spectres électrons en spectres neutrinos. Un spectre électron mesuré, en noir, est ajusté par 4 branches virtuelles, en couleur [28].

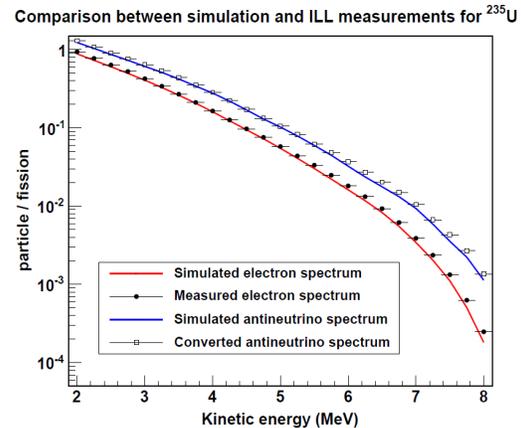


FIGURE 2.16 – Spectres de l' ^{235}U . Spectres e^- mesuré et ajusté, et spectres $\bar{\nu}_e$ obtenus avec les 2 méthodes de conversion [28].

En 2011 la procédure utilisée dans les années 80 a été revisitée [46, 28]. Il s'agit toujours de calculer les spectres neutrinos à partir des spectres électrons mesurés à l'ILL, mais en intégrant les informations issues des bases de données nucléaires sur les milliers de branches β connues et issues de modèles pour les branches manquantes. Avec cet ensemble d'informations, il est possible de construire une grande partie du spectre électron, environ 95%. Ensuite, l'écart entre le spectre électron construit et le spectre électron mesuré est ajusté par quelques branches virtuelles. Le spectre électron mesuré est maintenant décrit par des milliers de branches β réelles et quelques branches virtuelles, et non plus par 30 branches virtuelles. Cette approche microscopique permet ensuite de calculer le spectre neutrino associé en inversant toutes les branches, ce qui limite l'incertitude à la propagation des incertitudes sur le spectre électron (figure 2.16 pour le cas de l' ^{235}U).

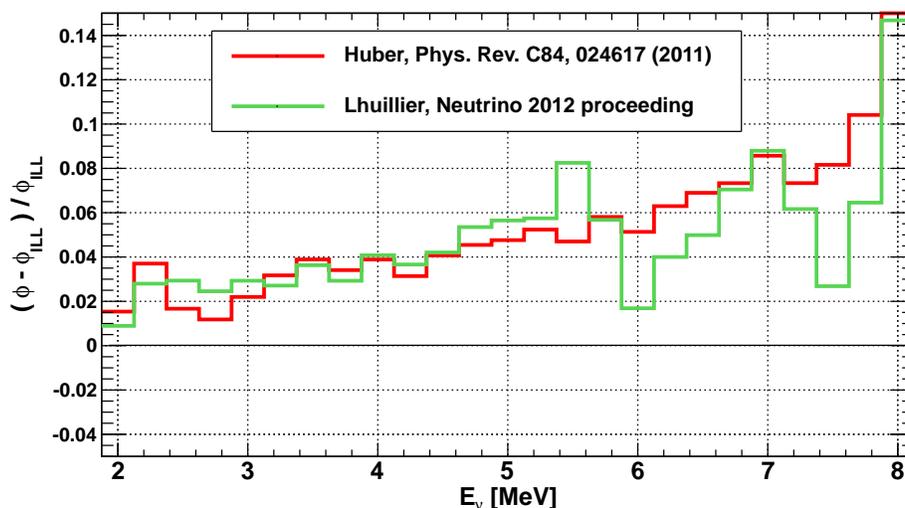


FIGURE 2.17 – Résidus neutrinos entre les spectres ^{235}U récents [65] [66] et le spectre de l'ILL [63]. Les nouveaux spectres sont en accord, mais 3,5% au-dessus du spectre de l'ILL. Les oscillations à haute énergie dans le spectre [46, 65] sont dues à l'ajustement final avec seulement 5 branches virtuelles.

La nouvelle procédure de conversion réévalue la norme du spectre de 3% au-dessus de 1,8 MeV, soit le seuil de la réaction β inverse très utilisée pour la détection de neutrino de réacteur (figure 2.17). Plus précisément, de 3,12%, 3,45% et 3,56% pour respectivement l' ^{235}U , le ^{239}Pu et le ^{241}Pu .

Ce travail a par ailleurs été vérifié indépendamment par la méthode des branches virtuelles pures par Patrick Huber [66], qui a apporté les dernières corrections à la section efficace théorique. Après prise en compte de ces corrections, les prédictions de [46, 65] et de [66] sont en bon accord et relèvent le taux de neutrino attendu de 3,5%.

2.2.4 Effets hors équilibre

Dans les prédictions de spectres neutrinos, les produits de fissions sont souvent considérés à l'équilibre pour simplifier les calculs, c'est-à-dire que leur concentration est fixe et est déterminée uniquement par leur taux de production (par fission ou décroissance ou capture neutronique) et de disparition (par décroissance ou capture neutronique).

Mais le combustible neuf ne se charge en produits de fissions que progressivement, certains produits de fission à vie très longue n’atteignant jamais l’équilibre. Toutefois, les désintégrations β à vie longue concernent des transitions d’énergie faible, et l’accumulation des produits de fission concerne donc surtout la partie basse énergie du spectre, susceptible d’être au moins en partie coupée dans le détecteur. L’hypothèse d’équilibre des produits de fissions doit donc être discutée par rapport à la méthode de détection et à la précision recherchée.

Dans un réacteur commercial à chargement par cycle, où le combustible reste en cœur plusieurs années au total, le spectre neutrino d’un élément combustible évolue donc légèrement à la fois en norme et en forme dans le temps, indépendamment de l’isotope fissionné. À l’échelle du réacteur, l’effet est toutefois en partie moyenné par la présence simultanée de combustible neuf et de combustible ayant déjà subi un ou plusieurs cycles.

La prise en compte fine de ces effets demande une simulation réacteur avancée, capable de calculer les taux de fissions et les concentrations des isotopes à vie longue durant tout le cycle. Toutefois, pour un réacteur opéré dans des conditions nominales et à puissance constante sur tout un cycle, il est possible d’utiliser un flux neutronique de référence et de ne faire que le calcul d’évolution, beaucoup plus simple.

Enfin, les mesures de référence, base de la conversion, ont utilisé des feuillets de fissile pur n’ayant subi que quelques heures ou quelques jours d’irradiation. Lors du calcul du taux de détection théorique dans un détecteur, il faut donc tenir compte de l’écart entre les conditions de l’expérience de l’ILL et les conditions d’exploitation du réacteur. La figure 2.18 montre l’effet de vieillissement du combustible rapporté au spectre après 12 heures d’irradiation obtenu à l’ILL [28], combinant les 2 effets, simulé avec le code MURE (voir section 4.2.3).

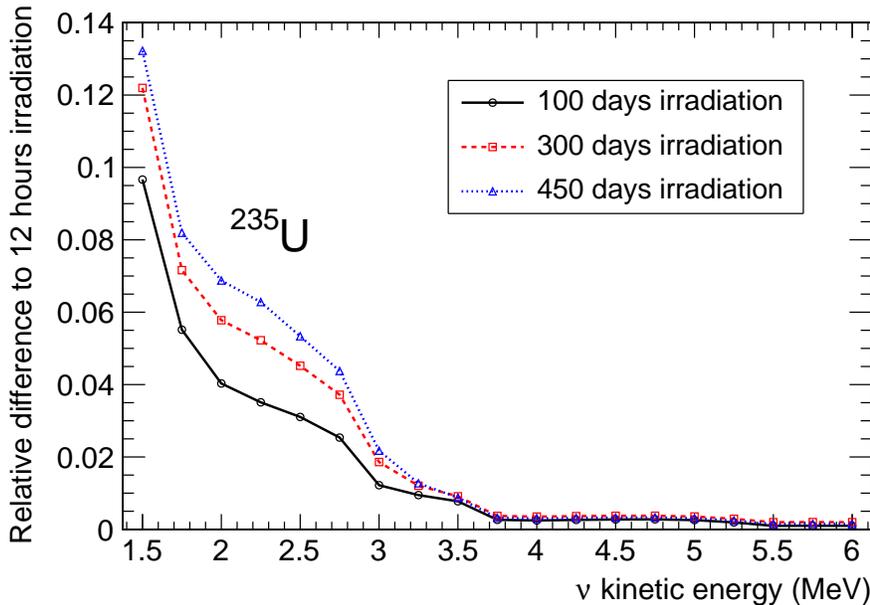


FIGURE 2.18 – **Effets hors équilibre simulés avec MURE sur le spectre neutrino.** La principale correction vient de l’écart entre les 12 heures d’irradiation à l’ILL et les conditions d’exploitation commerciale. Le vieillissement du combustible ajoute encore une correction [28].

2.3 Garanties nucléaires

2.3.1 Physique de la bombe nucléaire

Une bombe nucléaire est un dispositif explosif dont la libération d'énergie repose sur des réactions nucléaires. Dans sa forme la plus simple, le seul processus significatif libérant de l'énergie est la fission, on parle alors de bombe dite « A », ou atomique¹⁰, ou encore simplement nucléaire (par opposition à thermonucléaire). Les bombes plus complexes mettent également en jeu la fusion, et en général, dès qu'une bombe met en jeu la fusion, on parle de bombe « H », ou thermonucléaire, bien que cette appellation puisse recouvrir plusieurs solutions techniques différentes. La fission est forcément utilisée au départ pour déclencher l'explosion.

L'échelle d'énergie des réactions nucléaires est supérieure d'un facteur un million à l'échelle d'énergie des réactions chimiques. La puissance d'une bombe nucléaire s'exprime donc typiquement en kilotonne, abréviation de kilotonne équivalent TNT, qui est l'énergie libérée par l'explosion d'une kilotonne de TNT¹¹. Cette unité d'énergie est utilisée pour les grandes explosions, nucléaires d'abord, mais maintenant aussi volcanique ou météoritique, et vaut précisément $4,184 \times 10^9$ J¹². Avec une énergie par fission de 200 MeV, cela correspond à $1,3 \times 10^{23}$ fissions et donc à la fission totale de seulement 51 g d'²³⁵U. Comme l'efficacité d'une bombe nucléaire ne permet pas de fissionner l'intégralité du matériel fissile, le cœur de la bombe fait typiquement plusieurs kilogrammes et le dispositif total plusieurs centaines de kilogrammes voire plusieurs tonnes (pour une puissance de plusieurs dizaines de kilotonnes). Les bombes thermonucléaires montent facilement à des énergies de l'ordre de la mégatonne (équivalent TNT).

Une bombe nucléaire est donc d'abord un dispositif cherchant à libérer un maximum d'énergie nucléaire par une réaction de fission en chaîne exponentiellement divergente. Pour réaliser pratiquement une telle réaction, il est nécessaire et suffisant d'assembler une masse supercritique, visant $k_{eff}(t) > 2$. Les dispositifs thermonucléaires utilisent ensuite la chaleur générée pour démarrer des réactions de fusions qui peuvent à la fois libérer une quantité significative d'énergie et générer un flux supplémentaire de neutrons rapides augmentant considérablement le nombre de fissions. Pour construire une arme nucléaire, la maîtrise de la bombe à fission pure (ou bombe « A ») est donc indispensable. Les principaux problèmes à résoudre sont :

1. garder le matériel fissile subcritique avant la détonation ;
2. mettre le matériel fissile dans un état supercritique sans démarrer la réaction ;
3. introduire un flux neutronique initial significatif dans la masse supercritique à l'instant de sa configuration optimale ;
4. maintenir la masse supercritique ensemble jusqu'à ce qu'une part significative du matériel ait fissionné.

10. Cette appellation abusive, puisqu'une réaction atomique est chimique, est une appellation grand public où « atome, atomique » et « noyau, nucléaire » ne sont pas bien distingués.

11. Le trinitrotoluène ou TNT est un explosif classique de référence, aussi bien pour les militaires que pour les civils. Il est en effet connu et utilisé depuis le XIX^e siècle et bénéficie donc d'études approfondies et d'un très large retour d'expérience.

12. L'énergie libérée par le TNT étant sujette à variation selon la configuration ou la pureté, on définit le gramme équivalent TNT comme 1000 calories, soit 4184 J [67]

Le premier point peut se résoudre en séparant le matériel fissile en deux morceaux, et le troisième avec une source de neutrons : source polonium-béryllium (par la réaction $^{210}\text{Po}(\alpha,n)^9\text{Be}$) aux débuts, tube à neutrons dorénavant. Le point quatre impose une réaction nucléaire plus rapide que l'onde thermo-mécanique résultant de la détonation. Pratiquement, la phase de fission en chaîne sera stoppée par la dispersion du matériel au bout d'environ une milliseconde.

La deuxième contrainte est de loin la plus complexe à respecter. L'idée est bien d'atteindre un état supercritique avec $k_{eff}(t) > 2$, ce qui n'est possible que sans modération, en minimisant les fuites neutroniques et avec quelques isotopes possédant des sections efficaces favorables. La minimisation des fuites demande la géométrie sphérique et la minimisation des captures stériles demande une grande pureté du matériel fissile, qui doit être chimiquement le plus pur possible, et sous forme métallique, si possible non alliée. Dans la pratique, 2 isotopes seulement sont utilisables : un seul naturel, l' ^{235}U , et un seul artificiel, le ^{239}Pu . L'uranium 233 serait également utilisable, mais il faut le produire à partir du thorium 232, ce qui n'a jamais été tenté à l'échelle industrielle nécessaire à la fabrication du combustible militaire. L' ^{235}U doit être extrait de l'uranium naturel où il est présent à hauteur de seulement 0,7%. Le ^{239}Pu doit être produit par irradiation neutronique du ^{238}U . Comme les isotopes à un nombre pair de neutrons (fertiles) fissionnent beaucoup moins facilement lors de l'interaction avec un neutron que les isotopes à nombre impair de neutrons (fissiles), toute contamination de l' ^{235}U avec l' ^{238}U ou du ^{239}Pu avec un autre isotope du plutonium réduit l'efficacité de la réaction (voir les masses critiques dans le tableau 2.2).

Isotope	Masse critique (kg)	Période (ans)	n spontanés ($\text{kg}^{-1} \text{s}^{-1}$)
^{233}U	16	$1,6 \cdot 10^5$	1,2
^{235}U	48	$7 \cdot 10^8$	0,010
^{238}U	>10000	$4,5 \cdot 10^9$	13.6
^{238}Pu	10	88	$2,9 \cdot 10^6$
^{239}Pu	9	$2,4 \cdot 10^4$	650
^{240}Pu	37	$6,6 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^6$
^{241}Pu	13	14	49
^{242}Pu	89	$3,8 \cdot 10^5$	$1,7 \cdot 10^6$
^{241}Am	57	430	1500

TABLE 2.2 – Masse critique, période et neutrons spontanés des principaux actinides [50, 68, 69].

Dès que le matériel atteint l'état critique, la réaction en chaîne s'enclenche, produit de la chaleur et s'oppose à la montée de la criticité. Il faut donc passer de l'état subcritique à l'état supercritique en un temps minimal, dicté par les neutrons résiduels issus des fissions spontanées¹³. Or les fertiles ont une probabilité de fission spontanée supérieure aux fissiles du même élément (voir tableau 2.2). Plus encore que la quatrième contrainte, les neutrons

13. Le flux neutronique issu des cascades cosmiques est certes présent et incompressible, mais il est très faible, bien en deçà du flux issu des fissions spontanées dans un cœur de bombe nucléaire.

résiduels imposent une cinétique très rapide : le temps nécessaire pour atteindre la supercriticalité doit être petit devant la période d'émission des neutrons spontanés. L' ^{235}U ayant une émission de neutrons très faible, sa masse critique émettant moins d'un neutron par seconde, il offre le plus de souplesse d'utilisation. Par contre le ^{239}Pu demande que la cinétique soit de l'ordre de la microseconde pour rester petit devant un neutron spontané toutes les 5 millisecondes dans une masse critique. Dans les 2 cas, une contamination d'un autre isotope accroît considérablement l'émission de neutrons et complique sérieusement le deuxième problème.

Ces contraintes donnent lieu à 2 solutions techniques, toutes deux déclenchées par explosif classique pour atteindre la cinétique nécessaire : séparer le matériel en deux avant de le rapprocher brutalement (bombe dite à insertion, figure 2.19a) ou implorer le matériel mis sous forme de boule creuse (bombe dite à implosion, figure 2.19b). La première solution, plus simple techniquement, est moins efficace à tout point de vue, à tel point que la lenteur du processus empêche l'utilisation du ^{239}Pu et ne permet pas le passage vers la bombe thermonucléaire. Elle n'a d'ailleurs presque jamais été mise en œuvre, le seul cas attesté restant les quelques bombes de type « Little-Boy » fabriquées par les États-Unis pendant l'année 1945 et dont la première a été utilisée sur Hiroshima. Des pays proliférant ont (Afrique du Sud) ou auraient (Pakistan) également utilisé cette solution. La seconde demande une grande maîtrise technique pour arriver à implorer la boule de façon homogène, mais la cinétique passe sous la microseconde ce qui permet l'usage du ^{239}Pu et améliore significativement l'utilisation du fissile : la compression du matériel par l'implosion en augmente la densité, ce qui minimise la masse nécessaire à la supercriticalité et augmente le taux de combustion du fissile.

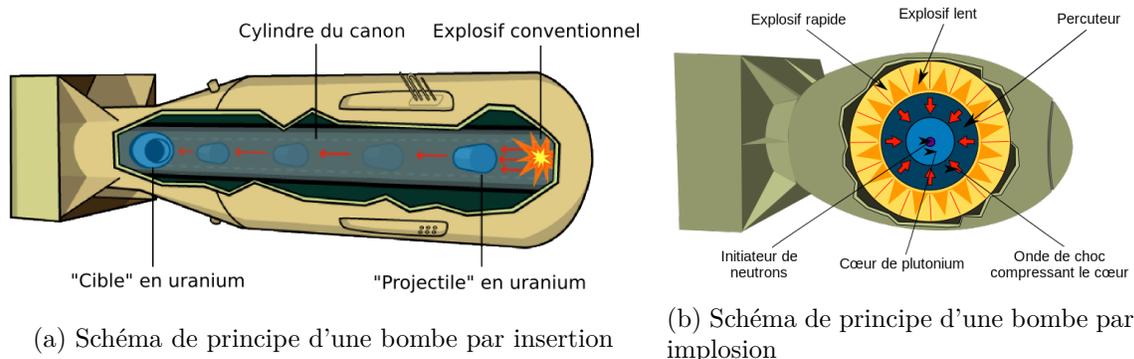


FIGURE 2.19 – Les deux principes de détonation d'une bombe nucléaire [50]

2.3.2 Fabrication du combustible militaire

Combustible civile

Depuis le début de l'industrie électronucléaire, la question de l'enrichissement de l'uranium naturel en ^{235}U s'est posée. En effet, il est impossible de faire fonctionner un réacteur à uranium naturel modéré avec de l'eau légère du fait de son absorption relativement importante des neutrons thermiques. Il faut alors soit basculer vers un dessin à modérateur graphite ou eau lourde séparé du caloporteur, soit enrichir l'uranium, jusqu'à quelques pourcents : tous les réacteurs commerciaux actuels se limitent à un enrichissement maximal de 5%. À noter, plusieurs concepts de génération IV à neutrons rapides reposent sur des enrichissements

beaucoup plus élevés, généralement en ^{239}Pu , pour compenser la faiblesse des sections efficaces. Le combustible civil peut donc changer de physionomie dans les décades à venir.

L'enrichissement permettant de démarrer avec une réserve de réactivité choisie, la durée d'un cycle de fonctionnement peut être allongée jusqu'à un voire deux ans, et plusieurs cycles sont enchaînés. Dans le cas d'un réacteur à uranium naturel, la réserve de réactivité, imposée par le taux d' ^{235}U naturel, est beaucoup plus faible. Ce type de réacteur doit donc être opéré en chargement continu, c'est-à-dire que le combustible est remplacé au cours du fonctionnement. Intrinsèquement, le combustible uranium naturel ne reste en cœur que quelques mois.

Combustible militaire

Le combustible militaire est par contre soit de l' ^{235}U , soit du ^{239}Pu , les deux devant être chimiquement purs et isotopiquement purs au moins à 80 % et si possible au-dessus de 90 % voire 95 %. La limite à partir de laquelle un de ces deux fissiles doit être considéré comme de qualité militaire est peu claire. En théorie, il est possible de faire exploser une bombe avec des enrichissements relativement bas (peut-être aussi bas que 50 %). Pour cela, il faut d'abord augmenter la masse critique pour compenser la proportion de fertile, et ensuite il faut une bombe à implosion bien maîtrisée pour permettre d'enclencher la réaction en chaîne explosive même avec un haut flux de neutrons spontanés. Comme la réaction va commencer trop tôt (on parle de prédétonation), la supercriticité ne sera probablement pas atteinte et le dégagement d'énergie sera limité. Pour entrer dans la catégorie des armes nucléaires, une bombe doit pouvoir être vectorisée, standardisée pour la production, et être très fiable. Ici, le dispositif final sera difficile à maîtriser, peu puissant (pour une bombe nucléaire), lourd et volumineux du fait d'une très importante ceinture d'explosif conventionnel pour l'implosion : un dispositif d'essai, pas une arme opérationnelle.

Dans le même temps, une arme nucléaire demandant une pureté de 99 % sera plus chère, et ses gains de performances pourraient sans doute être compensés avec un moindre enrichissement en adaptant la conception. Ce compromis entre coût d'enrichissement d'une part et efficacité d'autre part semble être résolu par un enrichissement entre 90 % et 95 %, qui peut changer selon les choix techniques et économiques de chaque concepteur. Du point de vue de la non-prolifération, la maîtrise du plutonium et de l'uranium hautement enrichi doit donc pourtant être assurée même lorsque le matériau comporte un fort taux d'isotopes fertiles.

La synthèse du combustible est bien différente selon qu'il s'agisse de l' ^{235}U ou du ^{239}Pu , le premier étant naturel et le second artificiel. Mais dans les deux cas, des liens forts existent entre combustible civil et militaire : enrichissement d'une part et synthèse de plutonium en réacteur d'autre part.

Enrichissement de l' ^{235}U

L' ^{235}U existe à l'état naturel, et il doit donc être extrait de l'uranium naturel où il n'est présent qu'à hauteur de 0,72 %. Plusieurs solutions techniques ont été développées pour séparer ces deux isotopes. La difficulté provient du fait que leur différence de 3 masses ne représente que 1,2 % de la masse d'un atome, rendant nombre de processus physiques peu sensibles à la différence isotopique. On procède en général par étape, en enrichissant petit à petit l'uranium naturel en ^{235}U et en produisant beaucoup d'uranium appauvri. Ce dernier a peu d'applications (blindage contre les gammas, munitions antiblindages), et contient en général un taux d' ^{235}U résiduel allant de 0,2 % à 0,5 %.

Parmi les techniques de séparation testées, on peut citer :

- la séparation électromagnétique, une spectrométrie de masse portée à l'échelle de la séparation plutôt que de l'analyse. Dans un dispositif appelé calutron, un faisceau d'uranium (relativement monocinétique) est soumis à un fort champ magnétique, qui courbera davantage le trajet de l' ^{235}U que celui de l' ^{238}U . Les États-Unis ont testé cette méthode au début du projet Manhattan¹⁴. Le taux de séparation est très élevé, et il est possible d'atteindre de l' ^{235}U pur à 90 % en 2 passes seulement à partir d'uranium naturel. Mais l'efficacité du procédé est finalement très faible : la quantité d'uranium traitée par calutron est très limitée, l'installation est volumineuse, très chère et très gourmande en électricité. Le prix de l' ^{235}U ainsi produit est donc très élevé, et la technique s'est vue réservée à la production de très haute pureté pour la recherche.
- la diffusion, liquide ou gazeuse. Un composé de l'uranium, liquide ou gazeux (en général gazeux, l'hexafluorure d'uranium UF_6), est pompé à travers une membrane poreuse. Du fait de sa plus faible masse, le composé d' ^{235}U a un coefficient de diffusion légèrement plus grand que le composé d' ^{238}U . L'enrichissement apporté par un passage à travers une membrane est très faible, mais il est possible de mettre à la suite des centaines ou des milliers d'étages de diffusion. Une fois la technologie de la membrane maîtrisée, ce procédé est très fiable. Le site d'enrichissement prend toutefois la forme d'une grande usine, consommant beaucoup d'électricité pour alimenter les compresseurs. C'est la technique qui a supplanté la séparation électromagnétique aux États-Unis dès 1946 et a fourni au monde la majeure partie de l'uranium enrichi (civil et militaire) durant le XX^e siècle.
- la centrifugation, ou même ultracentrifugation, en phase gazeuse. L'uranium est là aussi mis sous forme d'hexafluorure gazeux, avant de passer par des centrifugeuses. Le composé d' ^{238}U plus lourd est concentré en périphérie, et le composé d' ^{235}U au centre. Le facteur de séparation varie avec le carré de la vitesse de la centrifugeuse, d'où leur extrême rapidité et le terme d'ultracentrifugation ; et il ne dépend que de la différence de masse des isotopes, et non du rapport des masses. Cette technique est donc beaucoup plus efficace pour les isotopes lourds comme l'uranium, avec une meilleure séparation par étage d'enrichissement, et demande nettement moins d'énergie pour entraîner les centrifugeuses que les compresseurs. Logiquement la centrifugation supplante donc dorénavant la diffusion gazeuse. En France par exemple, l'enrichissement repose depuis 1979 sur la diffusion (usine George Besse, sur le site du Tricastin), et en 2010 a eu lieu l'inauguration de la deuxième génération d'usine d'enrichissement, par centrifugation (usine George Besse 2, sur le même site).
- la séparation par laser ou en anglais AVLIS (« Atomic Vapor Laser Isotope Separation »). Le principe repose sur le léger décalage des niveaux d'énergie de l'atome induit par le noyau, qui apporte une sensibilité à l'isotope. Un laser finement réglé va alors chercher à exciter spécifiquement un isotope dans des vapeurs d'uranium, isotope dont les atomes excités peuvent ensuite être séparés chimiquement ou électromagnétiquement. Cette technique encore expérimentale permet de séparer du premier coup les isotopes, dans un volume restreint et pour une énergie relativement limitée. Elle intéresse les industriels pour ses coûts a priori plus bas que la centrifugation, mais elle permettrait aussi une prolifération beaucoup plus facile à dissimuler, et même la séparation du ^{239}Pu dans le combustible civil.

14. Le nom de code du projet de fabrication de l'arme nucléaire entre 1942 et 1945.

Synthèse conventionnelle du ^{239}Pu

Le plutonium militaire doit être fabriqué par irradiation neutronique de l' ^{238}U . Un flux neutronique suffisamment intense ne se rencontre que dans un réacteur nucléaire. Plutôt que d'irradier des barreaux d'uranium (naturel ou appauvri) dans un réacteur, le plus simple reste d'opérer un réacteur à uranium naturel ou faiblement enrichi, dont le combustible va naturellement comporter 99 % d' ^{238}U (voir en annexe B la synthèse non conventionnelle de combustible militaire).

Un paramètre important de la qualité du combustible est sa pureté isotopique. L'uranium naturel ne comportant au départ pas de plutonium, le plutonium créé sera au début du ^{239}Pu pur. Mais au fur et à mesure qu'il apparaît, étant lui aussi plongé dans le flux neutronique, il subit des fissions et des captures, et ces dernières conduisent à la production de ^{240}Pu . Puis les captures sur le ^{240}Pu conduisent au ^{241}Pu et ainsi de suite. Il y a même production de ^{238}Pu par réaction (n,2n) sur le ^{239}Pu . Au fur et à mesure de l'irradiation, les isotopes de plutonium s'accumulent, il y a donc un compromis à trouver entre la quantité de plutonium créée, proportionnelle au temps passé en cœur, et la non-crédation des autres isotopes, dont le taux de production est proportionnel à la quantité de ^{239}Pu . Autrement dit, plus le temps passé en cœur est court, meilleur est le plutonium, mais à l'inverse plus la quantité produite est faible. Le compromis trouvé donne un ^{239}Pu pur à 93 %, contenant 6 % de ^{240}Pu et un peu des autres isotopes, pour un temps passé en cœur de l'ordre de quelques mois (soit un taux de combustion de l'ordre du millier de mégawatts jour par tonne, ou de quelques centaines de MWj/t pour une meilleure qualité, à comparer aux 40 000 MWj/t du réacteur à eau légère civil). Il est à noter qu'un réacteur de 1 GW_{th} peut produire plus de 100 kg de ^{239}Pu par an, une quantité suffisante pour assembler une dizaine de bombes (en prenant la masse critique comme échelle). Il n'y a donc pas besoin d'un grand nombre de réacteurs militaires pour accumuler un arsenal conséquent.

Vis-à-vis de la qualité du plutonium produit, le point clé est donc la durée d'irradiation, qui peut être reliée à la filière de réacteur utilisée. Les réacteurs à uranium naturel et donc à chargement continu ont naturellement une durée d'irradiation favorable, alors que les réacteurs à uranium enrichi et cycles de fonctionnement sont conçus pour des durées d'irradiation plus importantes. En fait, le plutonium issu d'un assemblage d'un réacteur à eau légère normalement opéré (plusieurs cycles complets, totalisant plus de 3 ans en cœur) ne peut pas être utilisé pour une arme nucléaire, car il ne contient qu'environ 60 % de ^{239}Pu , le reste se partageant sur les plutoniums 238, 240, 241 et 242 (figure 2.20a). Ce plutonium pourrait probablement servir pour un test nucléaire, mais tous les pays cherchant à se doter de l'arme nucléaire ont mis l'accent sur la production d'un plutonium de qualité, grâce à des réacteurs dédiés, plutôt que sur la réutilisation d'un tel combustible. À ce jour, aucun essai nucléaire n'a été réalisé à partir de combustible de réacteur à eau légère¹⁵, et il ne semble pas qu'un tel projet ait jamais été sérieusement étudié.

Historiquement, tous les États qui développèrent la bombe nucléaire par la voie du ^{239}Pu ont donc construits des réacteurs chargés à l'uranium naturel et modérés au graphite, parce qu'ils donnent la meilleure conversion de l' ^{238}U en ^{239}Pu du fait de l'influence du spectre sur les sections efficaces. Comme ce type de réacteur est techniquement plus simple que les réacteurs commerciaux ou propulseurs, ces réacteurs formèrent la base de la recherche en physique des réacteurs et les réacteurs civils (électrogènes) et militaires (plutonigènes) ont été séparés.

15. Un essai a toutefois été réalisé avec du plutonium issu de réacteurs civils britanniques Magnox [68].

2.3.3 Non-prolifération

Principe

La non-prolifération désigne l'ensemble des actions et mesures visant à empêcher la prolifération nucléaire, c'est-à-dire la propagation de la possession des armes nucléaires. La non-prolifération vise à la fois la maîtrise des armes détenues par les États pour empêcher leur utilisation en dehors de la doctrine nationale, la prévention du transfert de technologies ou d'armes nucléaires entre États et la surveillance des États non détenteurs de l'arme nucléaire. Le Traité de Non-Prolifération nucléaire (TNP) est un traité international signé par 189 États qui donne le cadre juridique de la non-prolifération au niveau mondial [70]. Il proclame le droit à l'utilisation pacifique de l'énergie nucléaire tout en interdisant la prolifération et en préconisant le désarmement. L'Agence Internationale de l'Énergie Atomique (AIEA), une organisation internationale autonome sous l'égide de l'ONU, est chargée de contrôler son application, dans les limites de ses possibilités essentiellement diplomatiques.

Le TNP singularise 5 États, qui à la fois ont procédé à un essai nucléaire avant 1968 (date de la signature du traité) et sont les membres permanents du Conseil de Sécurité de l'ONU : les États-Unis d'Amérique, la Fédération de Russie (l'URSS à l'époque), le Royaume-Uni, la France et la Chine. Ces 5 États sont reconnus comme États Détenteurs de l'Arme Nucléaire (EDAN), les autres sont tous considérés comme États Non-Détenteurs de l'Arme Nucléaire (ENDAN). Les EDAN conservent le droit de posséder des armes nucléaires actives mais doivent travailler au désarmement et contre la prolifération. Les ENDAN n'ont pas le droit de posséder d'armes nucléaires, et ne doivent pas chercher à en acquérir. Les États non signataires du TNP ne sont évidemment pas tenus de le respecter. Tout État peut en sortir quand il le souhaite, comme le fit la Corée du Nord le 10 janvier 2003.

Quatre États non signataires sont connus pour détenir un arsenal nucléaire. L'Inde et le Pakistan ont tous deux réalisé des essais nucléaires reconnus comme tels par les autres États, et affirment posséder des armes nucléaires actives (c'est-à-dire vectorisées et opérationnelles). La Corée du Nord affirme avoir réalisé 2 essais nucléaires, mais la réussite de ceux-ci et la capacité coréenne à transformer ces essais en armes est toujours sujet de débat : concrètement, si le caractère nucléaire des tests n'est plus remis en cause, les explosions ont sans doute raté pour cause de prédétonation. Israël ne communique pas au sujet de l'arme nucléaire, mais est connu pour posséder un réacteur nucléaire et un complexe de fabrication de combustible nucléaire. Le nombre de bombes israéliennes varie selon les auteurs de quelques dizaines à quelques centaines, et le caractère actif ou inactif (sans vectorisation ou inopérational militairement) de ces bombes reste discuté.

Aspects techniques

Dans la fabrication d'une bombe nucléaire, l'étape la plus complexe est de loin la fabrication du combustible. Cette étape nécessite des installations industrielles coûteuses et spécifiques et des personnels scientifiques et techniques de haut niveau, une infrastructure uniquement accessible à des États. La non-prolifération se concentre donc depuis toujours sur le contrôle des matières fissiles et plus généralement de tous les éléments lourds à partir du thorium, avec une attention toute particulière pour l'uranium enrichi et le plutonium.

L'enrichissement de l'uranium est donc une activité très surveillée, les procédés développés pour l'enrichissement civil pouvant assez facilement être étendus pour permettre l'enrichissement militaire. En particulier, les EDAN cherchent à contrôler l'enrichissement, par exemple

en garantissant l'approvisionnement en combustible civil des ENDAN en échange de l'abandon de tout programme d'enrichissement. Bien que des activités civiles puissent utiliser du combustible enrichi dans des proportions militaires (réacteur de recherche à haut flux par exemple), la tendance actuelle est de limiter l'enrichissement de l'uranium civil à 20 %, tout enrichissement supérieur entraînant suspicions voire condamnations internationales (voir figure 2.20b).

Le cas du plutonium est plus complexe : il ne peut être produit qu'avec un réacteur nucléaire, mais en même temps il est forcément produit lors du fonctionnement d'un réacteur nucléaire (à part les quelques réacteurs de recherche à haut flux fonctionnant avec de l'uranium très enrichi). Dans le cas des États ne possédant pas de filière nucléaire, il faut donc s'assurer qu'aucun réacteur nucléaire n'est construit sans être déclaré. Dans le cas des États possédant une filière nucléaire civile, il faut s'assurer que le plutonium produit n'est pas extrait et détourné à des fins militaires. Un des rôles de l'AIEA est justement de s'assurer du recensement des activités nucléaires civiles, de leur contrôle et du devenir des combustibles usés, notamment par des inspections.

Diversions

La diversion regroupe l'ensemble des stratégies qui peuvent être mises en œuvre pour détourner ou soustraire au contrôle des matières fissiles, ou conduisant à un usage militaire. Les filières nucléaires étant très coûteuses et complexes, seuls des pays stables et volontaires ont pu les mettre en œuvre. Tous ces États surveillant très étroitement les matières fissiles, le seul acteur envisageable aujourd'hui est un État cherchant volontairement à proliférer (une organisation non étatique est hors sujet). Dans ce cas, même si le discours vis-à-vis des autres États peut chercher à dissimuler la direction militaire du programme nucléaire, les opérations sur les sites nucléaires sont explicitement tournées vers la prolifération et les moyens de contrôle de l'AIEA sont refusés. L'engagement dans un tel programme étant essentiellement le fruit de décisions politiques, la diversion a historiquement pris la forme d'un changement brutal de politique nucléaire, passant d'une coopération civile à une autarcie militaire, les installations civiles étant réorientées vers la prolifération (cas de l'Inde ou de la Corée du Nord). Et dans ce cas, la technologie détournée et la filière visée importe peu.

Dans le cas de l'uranium, il peut s'agir de construire une installation cachée d'extraction de l' ^{235}U , ou de réenrichir à la suite d'une installation civile. En l'absence de nouvelles méthodes d'extraction (comme la séparation par laser), ces installations sont difficiles à dissimuler. Historiquement, quelques États tentèrent (ou tentent peut-être, dans le cas en pleine discussion de l'Iran) la diversion de l'uranium mais furent rapidement repérés par le renseignement extérieur des autres États (notamment des EDAN).

Dans le cas du plutonium, un point particulièrement important est la filière de réacteur électrogène utilisée, les réacteurs à chargement continu produisant naturellement un plutonium proche d'un combustible militaire et posant de sérieux problèmes de prolifération. Côté graphite, tant les UNGG¹⁶ français que les RBMK¹⁷ russes ont été conçus en gardant en

16. Uranium Naturel Graphite Gaz, le gaz en question étant du CO_2 . Il s'agissait de la première filière française de réacteurs civils.

17. Réacteur de grande puissance à tubes de force en russe, une filière à l'uranium légèrement enrichi, modérateur graphite et refroidissement à l'eau légère pressurisée. Le bloc modérateur est traversé de tubes verticaux, les fameux tubes de force, contenant les barreaux combustibles et où circule l'eau de refroidissement.

tête la production de ^{239}Pu . Côté eau lourde, les CANDU¹⁸ vendus à l'Inde ont directement conduits à la bombe nucléaire indienne. Un suivi bien plus serré de l'aval du cycle est donc nécessaire avec les filières à chargement continu, et ultimement leur disparition verrait le principal risque d'utilisation détournée du combustible civil s'évanouir. Dans le futur, le risque de diversion sera un frein certain au déploiement de certains concepts de la génération IV ou à la généralisation de sources intenses de neutrons de spallation, pour éviter la formation d'une nouvelle voie dégagée vers la prolifération.

Les combustibles civils et militaires, bien qu'isotopiquement forts différents, restent inextricablement liés sur le plan technologique. Si pour empêcher la prolifération par l' ^{235}U une réduction ou une interdiction de l'enrichissement pourrait être souhaitée, les réacteurs civils seraient alors forcément à uranium naturel et rechargement continu donc plutonigènes. Ensuite, les procédés de retraitement des déchets nucléaires (civils) reposent le plus souvent sur la séparation de l'uranium et du plutonium des autres composantes des déchets, fournissant donc la technologie vers la prolifération pour le ^{239}Pu . Cela a notamment conduit les États-Unis d'Amérique à longtemps préconiser l'absence d'enrichissement, de retraitement et de réacteur à uranium naturel pour les ENDAN, en promettant la fourniture de combustible civil faiblement enrichi, position très restrictive peu encline à convaincre les nouveaux entrants dans le nucléaire civil.

Pour autant, il est possible d'imaginer qu'un réacteur à cycle soit détourné de son usage de conception, et opéré pendant seulement quelques mois avant rechargement (pour au moins quelques assemblages). Le spectre, moins thermique qu'un réacteur modéré au graphite, est moins favorable à la production de combustible militaire (plus de ^{241}Pu produits du fait de résonances épithermiques), mais le risque ne peut être écarté. Même un REP dont le combustible serait fourni par un tiers peut être détourné de sa mission électrogène.

La non-prolifération est donc un sujet complexe et sensible, tant la frontière entre civil et militaire est fine au regard du budget d'un État et d'une échelle de temps de la dizaine d'années. Le point clé reste la volonté politique de se doter de l'arme nucléaire ou d'y renoncer. Le Japon par exemple maîtrise l'enrichissement, le retraitement, le réacteur et la fusée, mais ne développe pas d'armement nucléaire du fait d'une forte volonté sociétale et politique, inscrite dans la constitution. À l'inverse, la Corée du nord après s'être retirée du TNP a procédé à deux tests nucléaires malgré une économie en ruine et un embargo international.

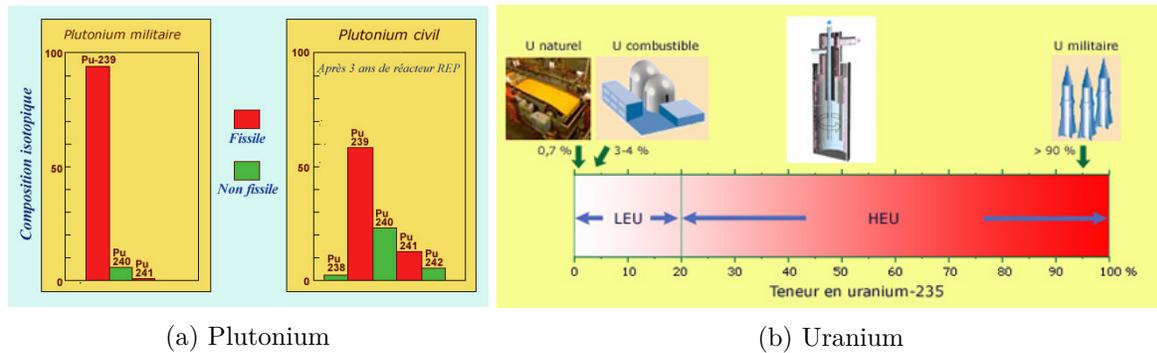


FIGURE 2.20 – Composition isotopique des combustibles militaire et civil typiques [52]

18. CANada Deutérium Uranium, la seule filière industrielle de réacteur modéré à l'eau lourde. Le combustible est de l'uranium naturel et le caloporteur de l'eau légère. Hergé s'inspira de photos de CANDU pour ses dessins de réacteurs nucléaires dans « Objectif Lune ».

2.3.4 Apport des neutrinos de réacteur

Rappelons qu'un détecteur d'antineutrinos de réacteur mesure un taux de comptage $N_{\bar{\nu}}$ de la forme (sans effets hors équilibres) :

$$N_{\bar{\nu}} = \kappa (1 + f(t)) P_{\text{th}} \quad (2.11)$$

avec P_{th} la puissance thermique et $f(t)$ une fonction dépendant du taux de fission des noyaux fissionnés. Au premier ordre, le détecteur mesure donc la puissance thermique et au second les contributions des différents taux de fissions. En général, l' ^{235}U et le ^{239}Pu dominent, et le détecteur est surtout sensible au rapport des taux de fissions de l' ^{235}U et du ^{239}Pu .

Dans le cadre de la non-prolifération, un détecteur de neutrinos de réacteur permet donc d'abord un suivi régulier de l'activité du réacteur. Selon la statistique, surtout dépendante de la puissance du réacteur, de la taille du détecteur, de la distance entre le cœur et le détecteur et de l'efficacité de détection, le suivi peut être journalier ou plutôt hebdomadaire. Pour fixer les idées, un détecteur d'une tonne avec une efficacité de 50 %, placé à 25 m d'un cœur de REP de 3GW_{th} détecte environ 2000 neutrinos par jour (voir figure 2.12), ce qui permet un point journalier avec 2,2 % d'erreur ou un point hebdomadaire avec 0,85 % d'erreur (statistique seulement). Trois emplois particuliers de ce suivi peuvent être faits : la vérification des déclarations de l'exploitant à l'autorité de sûreté, la détection rapide de tout arrêt du réacteur et l'évaluation indépendante de la puissance et de la quantité de plutonium produite au cours du temps.

En prenant les déclarations de l'opérateur sur la puissance et la géométrie fournie par le constructeur, une simulation réacteur avancée permet de prédire un taux d'émission antineutrino. Une fois la propagation prise en compte par un code dédié, la comparaison au signal mesuré réduit encore la marge de manœuvre d'une éventuelle tentative de diversion.

Du point de vue de la réglementation industrielle, le nombre d'arrêts automatiques constitue un facteur de dimensionnement du réacteur du fait des contraintes thermomécaniques induites par une dépressurisation (partielle) et un refroidissement brutal. Sur les REL par exemple la cuve est irremplaçable et irréparable (sauf sur les VVER russes, de plus petits diamètres, qui peuvent et doivent périodiquement subir une coûteuse procédure de recuit) et dimensionne donc en grande partie la vie du réacteur. L'exploitant peut donc être tenté de les dissimuler. De plus, pour permettre l'évaluation des déchets nucléaires et des matières fissiles en circulation, l'exploitant est tenu de transmettre aux autorités nationales et internationales l'évolution de la puissance dans le temps, et il peut être intéressant de vérifier ces déclarations dans la perspective d'une minimisation des déchets et des coûts associés (potentiellement avec la complicité passive ou active de l'État de tutelle).

Dans la perspective d'une diversion, les possibilités offertes par un détecteur d'antineutrinos doivent être appréciées selon la distinction entre chargement cyclique et continu. Sur un réacteur à cycles de puissance, un arrêt précoce est obligatoire pour sortir le combustible lorsque son taux de combustion est compatible avec un combustible militaire, et cet arrêt ne peut manquer d'être repéré par un détecteur d'antineutrinos. La donnée de la puissance dans le temps peut alors suffire à montrer que le combustible a subi plusieurs années d'irradiation et est donc impropre à la prolifération. Pour un réacteur à cycle de recherche, au combustible généralement très enrichi, les cycles sont plus courts et de l'uranium naturel peut être inséré et retiré à proximité du cœur à tout instant. Les neutrinos n'apportent alors aucune information sur une éventuelle diversion.

De plus, le signal neutrino évolue au cours du temps, au fur et à mesure que les différents fissiles sont consommés ou produits, et subit une forte discontinuité au moment du rechargement (voir encore la figure 2.12). La pente de l'évolution et la discontinuité peuvent être reliés à une quantité de fissile, dont la précision dépend essentiellement de la statistique. La comparaison entre simulation et mesure est donc riche en observables à comparer, même de manière relative (par exemple parce que l'efficacité du détecteur serait mal maîtrisée ou la distance entre cœur et détecteur non mesurée).

Sur un réacteur à chargement continu, un détecteur d'antineutrinos ne voit essentiellement qu'un signal constant, ne variant qu'avec la puissance, puisque la composition n'évolue que très peu au cours du temps et sur une échelle de temps courte. La comparaison entre simulation et mesure ne repose donc que sur la norme du signal. Or il est difficile de maîtriser la norme du signal neutrino attendu à mieux que quelques pourcents, ce qui limite la précision obtenue sur le contenu en plutonium. De plus, même si le réacteur est opéré exactement comme l'a annoncé l'exploitant (vérification faite avec la même procédure de simulation), le combustible est toujours potentiellement proliférant, à la différence des réacteurs cycliques. Le suivi précis de chaque assemblage doit donc être assuré.

L'information issue d'un détecteur d'antineutrinos est donc plus intéressante dans le cas d'un réacteur à chargement cyclique, mais dans tous les cas le signal antineutrino permet de vérifier les déclarations de l'opérateur sur la puissance et prévient la dissimulation d'arrêts automatiques du réacteur. Mais dans le cadre d'une véritable politique de diversion, les moyens de contrôle comme les détecteurs d'antineutrinos sont systématiquement refusés, sabotés ou hors-sujets (autorisés, mais pas sur l'installation litigieuse). Cette technologie ne peut donc se comprendre que dans le cas d'États coopérant avec leurs voisins et l'AIEA, et la mission du détecteur se réduit alors a priori au contrôle réglementaire. Le contrôle de la diversion n'est plus alors qu'une garantie, gage de bonne volonté et marque de confiance envers les populations.

Finalement, l'apport le plus intéressant des neutrinos réside peut-être dans les économies d'inspections, donc financières, qui peuvent être réalisées grâce au suivi indépendant, fiable et continu assuré par le détecteur d'antineutrinos. Dans un contexte de développement de l'industrie électronucléaire au niveau mondial (malgré Fukushima, de nombreux pays à fort programme nucléaire n'ont pas modifié leur position, comme la Chine, l'Inde, la Corée du Sud ou le Royaume-Uni) et de stagnation du budget de l'AIEA, ce dernier argument est peut être le meilleur pour promouvoir le large déploiement de détecteurs d'antineutrinos sur les réacteurs électrogènes.

2.4 Conclusion

La fission nucléaire libère une grande quantité d'énergie par rapport aux réactions chimiques. Comme plusieurs neutrons, capables de provoquer de nouvelles fissions, sont évaporés par les produits de fission, il est possible de provoquer des fissions en chaîne. On parle alors de criticité pour caractériser un système permettant le développement de telles réactions, et ces systèmes se divisent en deux catégories. Un réacteur nucléaire est un système cherchant à stabiliser et maîtriser la criticité pour utiliser ensuite l'énergie libérée. Une bombe nucléaire cherche à maximiser la production d'énergie instantanée en faisant diverger exponentiellement la réaction en chaîne.

Pour fabriquer une bombe nucléaire, le plus difficile est de disposer du matériel fissile

adéquat. Deux possibilités pratiques existent, la première étant l'usage de l' ^{235}U extrait de l'uranium naturel, et la seconde l'usage de ^{239}Pu créé par irradiation neutronique de ^{238}U . Les techniques d'enrichissement isotopique conduisant à l'extraction de l' ^{235}U ont un usage civil pour fabriquer les combustibles de réacteurs à eau légère, et le ^{239}Pu est obtenu naturellement dans tout réacteur en fonctionnement dont une partie du combustible est en ^{238}U , ce qui comprend l'intégralité des réacteurs commerciaux actuels. Les usages civils et militaires de la fission sont donc très liés, et il y a possibilité de détourner les techniques ou combustibles civils usés vers la fabrication de bombe nucléaire. La non-prolifération vise à limiter l'expansion de la possession des bombes nucléaires, principalement à travers le contrôle des matériels fissiles et la surveillance des installations civiles.

Le plutonium est produit en quantité significative lors des opérations de (presque) tout réacteur. La surveillance de sa production est donc un enjeu majeur de non-prolifération. La création de plutonium de qualité militaire demande d'opérer un réacteur de façon spécifique, sans pourtant que l'impossibilité d'utiliser le plutonium issu des réacteurs civils pour un usage détourné puisse être garantie. La filière du réacteur est ici le point-clé : les réacteurs à chargement continu produisent forcément un plutonium proche de la qualité militaire et le suivi précis de chaque assemblage doit donc être assuré, alors que les réacteurs fonctionnant par cycles avec une réserve de réactivité produisent un plutonium impropre à la fabrication d'arme et probablement de toute bombe nucléaire pour peu que le combustible passe bien par l'ensemble des cycles prévus.

Chaque fission entraîne l'émission de plusieurs antineutrinos à travers les désintégrations β^- des produits de fissions, très riches en neutrons. Le fonctionnement d'un réacteur nucléaire de puissance s'accompagne alors d'un flux colossal d'antineutrinos. La mesure continue de ce flux d'antineutrinos permet d'abord de surveiller les variations de puissance, et donc de vérifier les déclarations de l'opérateur. De plus, le combustible nucléaire évolue sous irradiation, avec la création de plutonium fissile à partir des captures stériles sur l' ^{238}U . Comme l'émission antineutrino du plutonium est différente de celle de l'uranium, le flux antineutrino peut évoluer au cours du temps et sa mesure conduire à une évaluation du plutonium créé.

Sur un réacteur à chargement continu, un détecteur d'antineutrinos ne voit essentiellement qu'un signal constant, ne variant qu'avec la puissance, puisque la composition n'évolue que très peu au cours du temps. Sur un réacteur à chargement cyclique, le signal évolue au cours du temps, avec des discontinuités aux rechargements. Le signal est donc porteur de davantage d'informations dans le second cas, avec une meilleure précision sur la production de plutonium. Pour autant, un détecteur d'antineutrinos ne peut s'envisager que dans le cadre d'une coopération en États et l'AIEA, et les États de bonne volonté ne sont a priori pas lancés dans la prolifération (ou sont des EDAN). Sur un réacteur permettant l'irradiation discrète d'uranium hors cœur (puissant réacteur de recherche, plusieurs concepts de génération IV...), les neutrinos n'apportent aucune information sur une éventuelle tentative de diversion.

Finalement, les détecteurs de neutrinos de réacteur offrent des économies d'inspections, donc financières, réalisées grâce au suivi continu assuré par le détecteur. Dans un contexte de développement de l'industrie électronucléaire au niveau mondial et de stagnation du budget de l'AIEA, ce dernier argument sera peut-être déterminant dans le choix de déployer ou non cette technologie au niveau mondial.

Chapitre 3

Description du projet Nucifer

Le projet Nucifer est le fruit d'une collaboration entre différents services de l'IRFU (SPP, SPhN, SEDI, SIS) et Subatech (acronymes en annexe A). Les services techniques de l'IRFU ont pris en charge la construction et l'intégration du détecteur, Subatech le veto muon et les simulations réacteurs. Le LENAC a par ailleurs fourni les études de sûreté. La DAM assure le financement des composants du détecteur, hors veto muon. La DEN met à disposition le site de l'expérience sur le réacteur Osiris, partage son expérience de l'installation, et avec Subatech participe depuis 2012 aux simulations réacteurs à travers le SERMA. Le groupe neutrino du MPIK est entré dans la collaboration en 2012 en apportant un nouveau liquide scintillant dédié basé sur celui de Double Chooz pour remplacer le liquide prévu, défectueux.

3.1 Principe de l'expérience

3.1.1 Objectifs du projet

Le projet Nucifer fait suite à une demande de prospection de la part de l'Agence Internationale de l'Énergie Atomique (AIEA). Sa cellule de veille technologique a estimé qu'il devenait envisageable de surveiller à distance et en continu les réacteurs nucléaires avec un détecteur d'antineutrinos. Cette méthode présente l'avantage d'être non intrusive, intrinsèquement non écrantable et très difficilement perturbable. Le suivi de l'évolution du réacteur en continu doit ensuite permettre la vérification des déclarations des exploitants et l'estimation de la quantité de plutonium produite. Cet avis se base sur l'expérience SONGS, qui a opéré un détecteur relativement rudimentaire d'antineutrinos sur le réacteur de San Onofre, aux États-Unis, et montré qu'il est possible de suivre un cycle de réacteur et de voir l'effet de l'évolution du combustible [71]. L'AIEA pourrait ainsi contrôler à distance les réacteurs pendant une très grande partie de l'exploitation, en économisant des inspections sur place. Un groupe de travail dédié à la non-prolifération à l'aide de la sonde neutrino a été créé en 2010 au sein de l'agence pour permettre la poursuite des discussions.

Par contre, ce type de détecteur n'a pas vocation à être imposé à un état rétif ou suspecté de ne pas tenir ses engagements vis-à-vis du Traité de Non-Prolifération Nucléaire, et la coopération de l'État et de l'exploitant sont requises. De plus, le détecteur doit être alimenté en électricité, placé à quelques dizaines de mètres des cœurs et protégé des rayonnements cosmiques par plusieurs mètres équivalents eau de matière, par exemple en l'enfouissant. Il n'est donc pas envisageable de tenter de dissimuler cette mesure ou de chercher à surveiller un réacteur hors du périmètre de la centrale et contre la volonté de l'opérateur.

Par ailleurs, Nucifer peut apporter des éléments de réponse à l'anomalie des antineutrinos de réacteurs, comme expliqué dans la section 4.3. Cet objectif de physique fondamentale est venu s'ajouter tardivement au projet, alors que le détecteur était déjà intégré et en attente de déploiement à Osiris. Il n'a donc pas impacté la genèse du projet.

Cahier des charges

L'AIEA souhaite que le détecteur puisse être déployé sur un réacteur existant avec un impact minimal sur les opérations de la centrale. De plus, le détecteur doit pouvoir être opéré à distance avec un entretien réduit. Il doit donc être compact, robuste et fiable, automatique et bien entendu sûr. Le cahier des charges se décline alors en plusieurs points. Le détecteur doit :

- être déployable sur une centrale en activité, un site étant fourni ;
- être totalement opérable à distance, les opérations de maintenance s'effectuant à une fréquence pluriannuelle ;
- faire l'objet d'une démonstration de sûreté validée par les autorités de contrôle nationales ;
- être relativement peu coûteux et utiliser au maximum des composants commerciaux pour montrer un passage aisé vers une production en petite série.

Comme expliqué au chapitre 2, les réacteurs émettent des antineutrinos électroniques de plusieurs MeV, dont la détection ne peut donc conduire qu'à des signaux du même ordre de grandeur ou inférieur. Or cette gamme d'énergie est riche d'un grand nombre de sources naturelles, principalement la radioactivité naturelle et les rayonnements d'origine cosmique. Ces sources étant supérieures de plusieurs ordres de grandeur à tout signal que l'on peut attendre des neutrinos, tout l'enjeu de la détection des neutrinos de réacteur repose sur le rejet des bruits de fond.

Du point de vue des performances du détecteur, le point clé est le taux de détection, qui conditionne l'incertitude statistique. Pour maximiser le taux de détection, il faudrait maximiser :

- la masse active du détecteur ;
- l'efficacité de détection ;
- l'enfouissement pour se prémunir des bruits de fond d'origine cosmique ;
- l'angle solide et donc la proximité avec le cœur ;
- les blindages éventuels contre la radioactivité, naturelle ou en provenance du réacteur.

Plusieurs points du cahier des charges entrant en opposition avec ces recommandations, les équipes de recherche sont invitées à trouver le meilleur compromis. Le site d'implantation est un point important : il impose l'enfouissement et l'angle solide tout en dimensionnant les blindages. Pour réduire les bruits de fond et minimiser l'impact sur les activités de la centrale, il peut être nécessaire de choisir un site plus éloigné au détriment de l'angle solide, à plusieurs dizaines de mètres du cœur. Ensuite, les contraintes de masse et de taille limitent le volume actif à quelques mètres cubes. Enfin, la simplicité du dessin nécessaire à la fiabilité et à la sûreté peut conduire à réduire l'efficacité de détection.

Le projet Nucifer vise donc à réaliser et mettre en œuvre un détecteur miniature d'antineutrinos de réacteur répondant à ce cahier des charges. La sensibilité au plutonium, très dépendante du taux de comptage, est également un objectif important qui reste à quantifier. Dans un premier temps, le détecteur, qui prend la forme d'une cuve cylindrique de liquide

scintillant, sera déployé sur le réacteur de recherche Osiris du CEA, situé à Saclay. Une installation sur un autre réacteur peut être envisagée à moyen terme.

3.1.2 Réacteur Osiris

Le projet Nucifer vise d'abord un déploiement sur le réacteur de recherche Osiris, pour valider le détecteur dans un contexte de recherche, avant une éventuelle installation sur un réacteur industriel.

Description de l'installation

Le réacteur Osiris [72] est un réacteur nucléaire de recherche du CEA, situé à Saclay. Sa conception remonte aux années soixante et sa divergence au 8 septembre 1966.



FIGURE 3.1 – Le réacteur Osiris. [72]

Ce réacteur est principalement utilisé pour l'irradiation d'échantillons (études de combustibles, de matériaux...) mais il assure également la production d'isotopes médicaux¹ et le dopage du silicium de qualité microélectronique par capture neutronique², il est donc conçu et opéré pour fournir un maximum de neutrons aux expériences.

Osiris est un réacteur piscine (comme le montre la figure 3.1) : le cœur est situé au milieu d'une piscine d'eau ultrapure, dont la surface est à l'air libre et où les expériences peuvent prendre place. Il est donc modéré et refroidi à l'eau légère. Un circuit de refroidissement séparé de la piscine³ encapsule toutefois le cœur pour évacuer les 70 MW_{th} d'Osiris dans

1. Le plus connu est le ^{99m}Tc , utilisé pour la scintigraphie, et obtenu par désintégration β^- à partir du ^{99}Mo , lui-même obtenu comme produit de fission dans des capsules d' ^{235}U . D'autres isotopes comme le ^{132}I ou le ^{192}Ir sont aussi produits par activation pour les traitements par irradiation.

2. Le dopage du silicium repose sur la réaction $n + {}^{30}\text{Si} \rightarrow {}^{31}\text{Si}^* \xrightarrow{\beta^-} {}^{31}\text{P} + \gamma$. Le phosphore a un électron de valence de plus que le silicium, le dopage obtenu est donc n . Ce procédé permet d'obtenir une excellente homogénéité de dopant dans le silicium, un critère essentiel maintenant que les couches déposées en microélectronique atteignent parfois quelques atomes d'épaisseur.

3. La boucle primaire du circuit de refroidissement cœur n'est pas pour autant pressurisée, une connexion entre la piscine et la boucle est d'ailleurs présente au-dessus du cœur et une petite partie de l'eau primaire est

l'atmosphère grâce à des aéroréfrigérants forcés (figure 3.2). Le débit nominal de la boucle primaire est de $5600 \text{ m}^3/\text{h}$, et l'eau monte de 38°C à 47°C en passant à travers le cœur. La puissance thermique, paramètre de normalisation crucial, est mesurée par un bilan thermique au niveau des échangeurs primaires (mesures de température et de pression donnant le débit). Une étude récente menée au SPhN a montré que l'incertitude s'établissait à 2 % [73], et peut-être mieux sur la période de prise de données de Nucifer grâce à un suivi plus régulier des capteurs de pression.

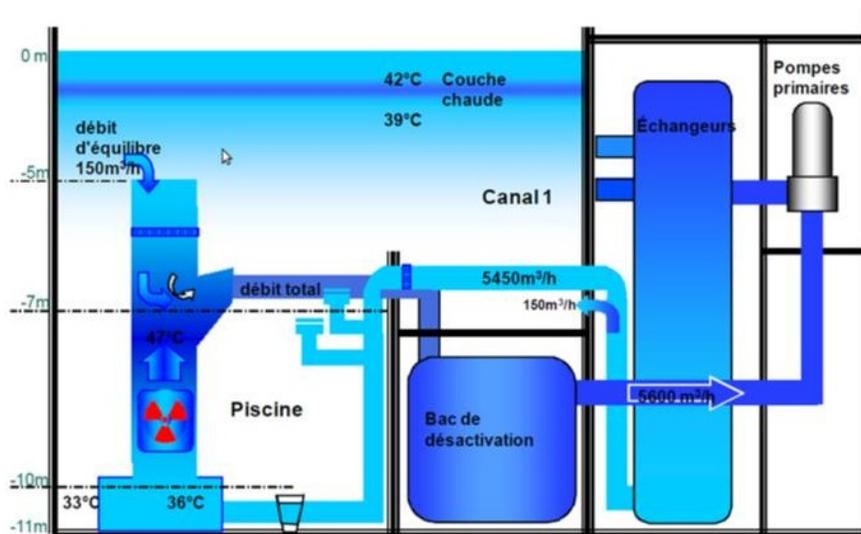


FIGURE 3.2 – Circuit de refroidissement primaire. [72]

Cœur du réacteur

Osiris utilise un combustible à l'uranium très enrichi pour fournir le maximum de neutrons. Le taux d' ^{235}U atteint 19,75 %, juste en-dessous de la limite conventionnelle de l'uranium militaire⁴. Le cœur a la forme d'un pavé à section carrée divisée en 7×7 emplacements. Ils peuvent être occupés par un des 38 éléments combustibles, ou réservés pour le passage d'une des 6 barres de contrôle, ou faire partie des 5 emplacements expérimentaux (figure 3.3). Le côté d'un emplacement mesure 8,74 cm, et le combustible est contenu dans un carré de 61,2 cm de côté et de 63 cm de hauteur. Un rang de réflecteurs en béryllium forme une huitième ligne côté sud, afin d'obtenir un flux davantage thermique pour certaines irradiations (certains des éléments réflecteurs peuvent même contenir directement les échantillons en leur centre). Un élément combustible est formé de 22 plaques, chaque plaque contenant une épaisseur de 0,51 mm de combustible $\text{U}_3\text{Si}_2\text{Al}$ (siliciure d'uranium) gainé par 0,38 mm d'aluminium. Entre chaque plaque, un canal de 2,46 mm permet le passage de l'eau. Les barres de commandes sont asymétriques, comprenant du hafnium (un très bon absorbant neutronique) en haut et du combustible en bas. La montée des barres ne provoque donc pas seulement la disparition d'éléments absorbants, mais aussi l'insertion de combustible jeune : la répartition du flux haut bas est donc modifiée.

prélevée et renvoyée dans le circuit piscine après les échangeurs entre boucle secondaire et boucle primaire.

4. De 1966 à début 1980, le réacteur a fonctionné avec un combustible U-Al enrichi à 93 % et de 1980 à 1994 avec un combustible UO_2 enrichi à 7 %.

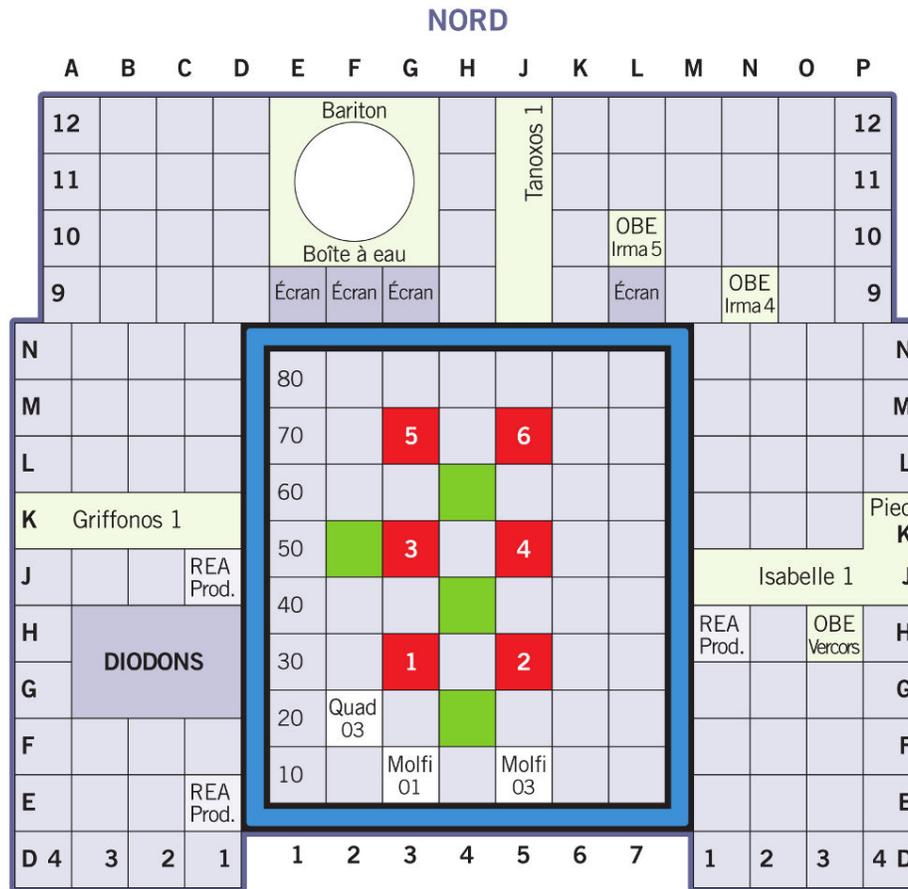


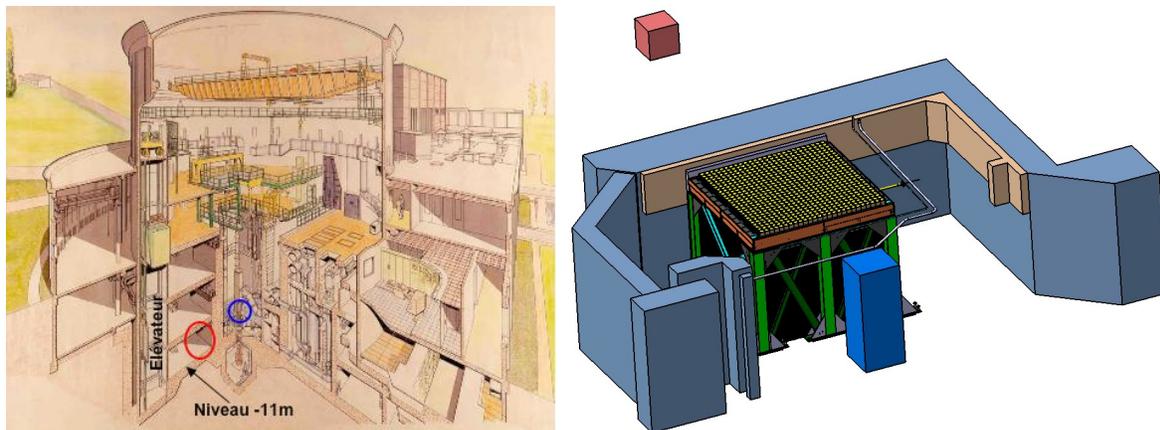
FIGURE 3.3 – **Emplacements en cœur et en piscine.** En rouge les barres de commande, en vert les emplacements d'irradiation. Le plan le plus utilisé en 2012 n'est pas avec une irradiation en 52 (la dizaine donne la ligne, l'unité la colonne), mais 2 irradiations en 22 et 26, avec combustible en 13 et 15 (Molfi). Le béryllium n'est pas représenté, il serait à la place des chiffres de 1 à 7 au sud [72].

Cycle de fonctionnement

Un cycle commence par la levée des deux barres d'arrêt (en général les barres 2 et 5 sur la figure 3.3), suivie de la levée successive et progressive des deux barres de démarrage (en général les barres 1 et 6 sur la figure 3.3). La divergence est atteinte au milieu de la quatrième barre, qui est totalement levée au bout de quelques jours. Le reste du cycle est contrôlé en levant successivement les 2 dernières barres (donc en général 3 et 4 sur la figure 3.3), ce qui induit un basculement gauche droite du flux neutronique en plus de l'effet bas haut déjà évoqué. De plus, le plan de chargement du réacteur est réévalué à chaque cycle pour offrir un flux neutronique approprié à chaque expérience, il faut donc s'attendre à des asymétries différentes à chaque cycle.

Le cycle dure une vingtaine de jours et consomme environ 2 kg d' ^{235}U , suivi d'une dizaine de jours d'arrêt. Un sixième ou un septième des éléments combustibles sont remplacés à cette occasion. Osiris a également la particularité d'avoir un jumeau dans un bâtiment adjacent, Isis, qui a exactement la même géométrie et le même combustible mais est opéré à une puissance 100 fois inférieure et sert à tester les expériences.

Nucifer à Osiris



(a) En rouge, l'emplacement de Nucifer, et en bleu le cœur [74].

(b) Blindages Nucifer dans la casemate d'expérience. Le cœur est représenté par le cube rouge.

FIGURE 3.4 – Nucifer par rapport à Osiris.

Nucifer est installé sur le radier, au dernier niveau du réacteur situé -11 m sous le niveau de la surface de la piscine (figure 3.4a), d'où son nom de niveau « -11 ». Ce site permet de supporter la masse du détecteur et de ses blindages. Une légère protection contre les rayonnements cosmiques est offerte par l'épaisseur des planchers supérieurs (voir section 3.1.4). Le réacteur est à peu près au niveau du plafond de la casemate (figure 3.4b), ses rayonnements étant atténués par les 2 m d'épaisseur du mur de béton et les 3,25 m d'eau entre le centre du cœur et le mur. Pourtant, des fuites significatives de gammas et de neutrons parviennent à passer le mur (voir section 3.1.4). Cet emplacement est donc défavorable du point de vue des bruits de fond, avec des bruits de fond cosmiques peu atténués et une ambiance gamma élevée. Détecter des neutrinos dans ces conditions n'est pas aisé.

Enfin, le déploiement de Nucifer impacte de plusieurs manières la sûreté de l'installation :

- présence d'une tonne environ de liquide organique, donc inflammable, dont les vapeurs peuvent avoir un point éclair relativement bas (jusqu'à 60°C) ;
- présence de plusieurs tonnes de plastique, le tout formant une importante charge calorifique ;
- haute tension susceptible de fournir l'énergie d'activation nécessaire à un feu ;
- masse de plusieurs dizaines de tonnes implantée juste derrière le mur piscine, représentant un risque pour l'intégrité de la structure en cas de séisme.

La sécurité est elle-aussi en cause : risque d'incendie (conduisant à un risque de brûlures ou d'intoxication), d'explosion, d'anoxie (présence d'azote), de chute d'objets contondants (briques de plomb, éléments de la structure), chimique (les liquides scintillants sont souvent classés CMR - cancérogènes, mutagènes, reprotoxiques) et radiologique (réacteur, sources). Dans ce contexte, un dossier de sûreté [75] et un dossier de sécurité [76] ont été constitués qui ont notamment conduit à la mise en place de capteurs (détecteurs de liquide au sol, d'excès d'azote, de fumée et de chaleur), de mesures anti-incendie (cloison et porte pare-feu) et à fixer la structure au sol et au plafond. Le référentiel de sûreté de l'installation étant impacté, l'accord de l'Autorité de Sûreté Nucléaire (ASN) a été sollicité et obtenu, ce qui au total a demandé un délai d'environ deux ans.

3.1.3 Détection des antineutrinos électroniques

Pour assurer la détection des antineutrinos électroniques, Nucifer s'appuie sur la réaction β inverse, qui a une section efficace élevée pour des neutrinos de cette énergie et dont le signal permet de réduire très significativement les bruits de fond.

Réaction β inverse

La réaction β inverse est dans ce contexte l'interaction d'un antineutrino électronique avec un proton, pour donner un neutron et un positon :

$$\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n \quad (3.1)$$

Le proton doit être libre, non lié à un autre nucléon, donc il ne peut s'agir que du noyau d'un atome d'hydrogène. La détection des antineutrinos électroniques revient alors à détecter en coïncidence un positon et un neutron.

Dans le modèle standard, le calcul de la section efficace σ de cette réaction donne :

$$\sigma = \frac{2\pi^2 \hbar^3}{m_e^5 c^8 f \tau_n} p_{e^+} E_{e^+} (1 + \delta_{\text{rad}} + \delta_{\text{MF}}) \quad (3.2)$$

avec m_e la masse de l'électron, f le facteur d'espace de phase, τ_n le temps de vie du neutron libre, p_{e^+} l'impulsion du positon et E_{e^+} l'énergie du positon. δ_{rad} et δ_{MF} sont les corrections radiatives et de magnétisme faible.

La relation entre l'énergie du positon E_{e^+} et l'énergie du neutrino $E_{\bar{\nu}}$ est (voir annexe F) :

$$E_{\bar{\nu}} = \frac{1}{2} \frac{2m_p c^2 E_{e^+} + (m_n^2 - m_p^2 - m_e^2)c^4}{m_p c^2 - E_{e^+} + \cos \theta \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2 c^4}} \quad (3.3)$$

avec θ l'angle entre la direction du positon et celle du neutrino, m_n la masse du neutron et m_p la masse du proton. En négligeant le recul du nucléon 2000 fois plus lourd que le positon, on obtient :

$$E_{\bar{\nu}} = E_{e^+} + M c^2 + \mathcal{O}(m_e/m_n) \quad (3.4)$$

avec $M = m_n - m_p = 1,293 \text{ MeV}/c^2$ la différence de masse entre le neutron et le proton.

En négligeant δ_{rad} et δ_{MF} , toutes deux de l'ordre du pourcent, et en introduisant l'énergie du positon au premier ordre (3.4), il vient :

$$\sigma = \frac{2\pi^2 \hbar^3}{m_e^5 c^8 f \tau_n} (E_{\bar{\nu}} - M c^2) \sqrt{(E_{\bar{\nu}} - M c^2)^2 - m_e^2 c^4} \quad (3.5)$$

La réaction a donc un seuil à $M + m_{e^+} = 1,804 \text{ MeV}/c^2$: le neutrino doit avoir suffisamment d'énergie pour permettre la transmutation du proton en neutron et la création du positon (voir figure 3.5a le spectre résultant). Ce positon va s'annihiler quasi instantanément avec un électron en libérant une énergie visible :

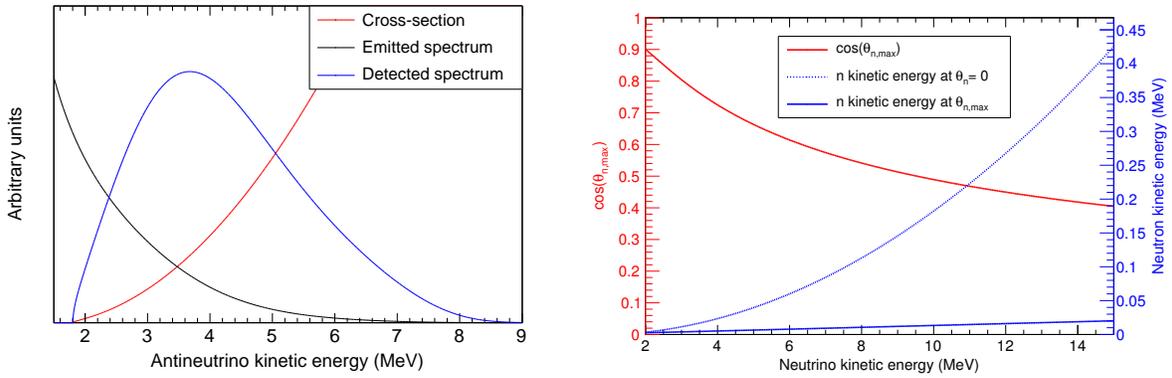
$$E_{\text{vis}} = E_{e^+} + (m_{e^+} + m_{e^-})c^2 = E_{\bar{\nu}} - M c^2 + 2m_{e^-}c^2 \quad (3.6)$$

$$= E_{\bar{\nu}} - 0,782 \text{ MeV} \quad (3.7)$$

Comme $E_{e^+} > 0$ en sortie de réaction, on a d'après l'équation 3.6 :

$$E_{vis} > 2m_{e^-}c^2 \Leftrightarrow E_{vis} > 1,022 \text{ MeV} \quad (3.8)$$

La figure 3.5a montre le spectre d'émission antineutrino, la section efficace de la réaction β inverse et le spectre détecté. Le maximum du signal positon est donc attendu vers 3 MeV en énergie visible, et l'énergie maximale des positons détectés est d'environ 8 MeV. La figure 3.5b montre la gamme d'énergie du neutron, ainsi que l'angle maximal avec la direction du neutrino incident. On remarque en particulier que l'énergie du neutron est limitée à environ 100 keV pour des antineutrinos de moins de 8 MeV.



(a) Spectre $\bar{\nu}_e$ détecté, composition du spectre $\bar{\nu}_e$ réacteur par la section efficace.

(b) Gamme d'énergie et angle maximale avec le neutron du neutrino [77].

FIGURE 3.5 – Spectres positon et neutron issus de la réaction β inverse. On remarque le seuil à 1,8 MeV [28].

Après sa production, le neutron se thermalise puis diffuse en équilibre thermique avec la matière. Le temps de thermalisation et le temps de diffusion dépendent de la composition et de la température du milieu à travers la masse des noyaux et les sections efficaces de diffusion et de capture. Dans un milieu fortement hydrogéné propice à la réaction β inverse (et à température ambiante), le neutron est thermalisé en quelques microsecondes. Si le milieu n'est qu'hydrogéné, le temps de diffusion atteint plusieurs centaines de microsecondes, mais si le milieu contient un absorbant ce temps peut chuter très vite et passer sous la dizaine de microsecondes. Au final, la distribution du temps entre production et capture du neutron monte d'abord fortement sur les premières microsecondes (pendant la thermalisation, les sections efficaces sont plus faibles), avant de suivre une exponentielle décroissante.

L'intérêt principal de cette réaction réside dans sa signature caractéristique, composée de la coïncidence entre l'annihilation rapide du positon à l'échelle de la centaine de picosecondes⁵ et la capture retardée du neutron à l'échelle de la dizaine ou de la centaine de microsecondes. Cette signature permet de réduire très significativement les bruits de fond.

5. Il est possible que le positon passe par un état lié avec un électron, le positonium, avant de s'annihiler. L'état fondamental du positonium se trouve dans 2 états de spin différents, le parapositonium de 124 ps de temps de vie dans le vide correspondant au cas des spins antiparallèles et l'orthopositonium de 139 ns de temps de vie dans le vide correspondant au cas des spins parallèles [78]. Dans la matière, le temps de vie de l'orthopositonium tombe à l'échelle de la nanoseconde [79]. Nucifer ne voit donc toujours qu'un seul événement.

Liquides scintillants

La réaction β inverse nécessite un milieu cible riche en hydrogène et la détection des neutrons et des positons. L'idée retenue pour Nucifer est d'utiliser un milieu à la fois cible et détecteur, un liquide scintillant. Ces liquides organiques possèdent des molécules qui, excitées par un rayonnement ionisant quelconque, produisent de la lumière en se désexcitant, lumière qui peut ensuite être collectée par des photomultiplicateurs. Les matériaux organiques, basés sur des chaînes hydrogénocarbonées, possèdent une grande densité de protons libres, et donc les liquides scintillants sont tout indiqués pour la réaction β inverse.

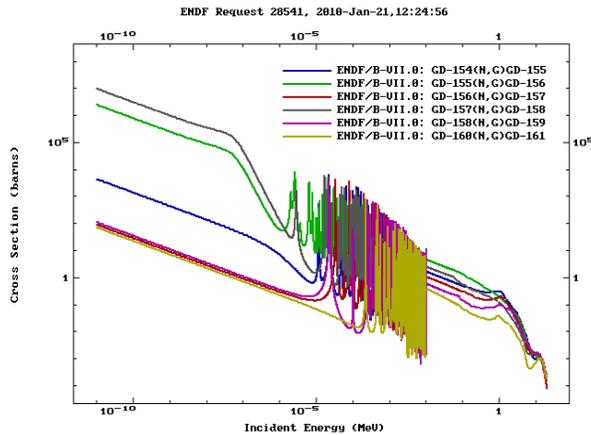


FIGURE 3.6 – Section efficace de capture radiative des isotopes naturels du gadolinium. Les isotopes 155 et 157 ont une section efficace thermique de 45 000 barns et 190 000 barns respectivement [80].

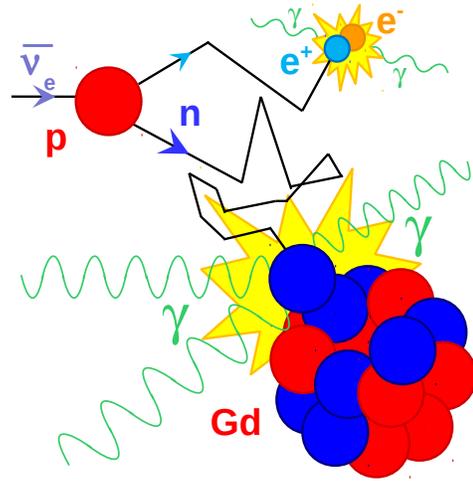


FIGURE 3.7 – Détection des $\bar{\nu}$ dans Nucifer.

Pour diminuer le temps de diffusion des neutrons et produire une forte émission gamma lors de l'absorption, il est possible d'ajouter un absorbant neutronique au liquide, on parle alors de liquide dopé. Dans le cas de Nucifer, les liquides déployés à Osiris sont dopés au gadolinium, dont la section efficace de capture neutronique est particulièrement élevée (figure 3.6). Grâce au dopage en gadolinium, la constante de capture descend de 200 μ s à la dizaine de microseconde, selon la concentration du gadolinium. De plus, la capture sur gadolinium s'accompagne d'une cascade gamma totalisant 8 MeV, une valeur élevée indiquant clairement une capture neutronique qui permet donc d'améliorer encore la signature d'une réaction β inverse. La figure 3.7 résume le processus de détection. Plus de détails sur la scintillation et les différents liquides utilisés dans Nucifer seront fournis au chapitre 5.

Ces liquides organiques ont un impact significatif sur la sûreté et la sécurité. Ils constituent d'abord une charge calorifique importante susceptible de se répandre et de s'évaporer, représentant un risque d'incendie sérieux, sans toutefois risquer une explosion ou un départ de feu à température ambiante⁶. L'odeur des vapeurs est forte et, même sans risque d'incendie, limite les possibilités de travaux avec un liquide scintillant à l'air libre. Pour finir, les espèces chimiques composant les liquides peuvent être nocives pour la santé⁷. Tous ces points doivent être abordés avec le plus grand sérieux dans le cadre d'une installation nucléaire.

6. L'EJ335, le plus défavorable, a un point éclair de ~ 60 °C, qui correspond à la température minimale provoquant l'embrassement des vapeurs lorsque ces vapeurs sont dans des proportions optimales avec l'air.

7. L'EJ335 est classé CMR - cancérigène, mutagène, reprotoxique.

3.1.4 Bruits de fond

Origine

Les bruits de fond constituent le principal obstacle qui s'oppose à la détection des neutrinos de réacteur. En effet, la détection des antineutrinos électroniques par la réaction β inverse repose sur la détection en coïncidence d'un positon de plusieurs MeV et d'une capture neutronique. Mais une cuve de liquide scintillant est intrinsèquement un détecteur générique sensible à toutes les particules ionisantes (directement comme le positon ou indirectement comme le gamma). Un liquide scintillant n'est sensible qu'à la densité d'ionisation de la particule chargée directement ionisante, soit à sa masse et à sa charge. Les signaux positon, gamma et capture neutronique sont donc indiscernables, tous déposant leur énergie dans le liquide par le recul d'une ou plusieurs particules de masse et charge électronique. Seule l'énergie déposée permet de fournir une indication sur l'événement, et la signature de la réaction β inverse devient une coïncidence entre un événement prompt d'énergie visible comprise entre 1 et 8 MeV et un événement retardé d'énergie visible autour de 8 MeV, dans une fenêtre temporelle donnée.

Pour imiter ce signal et induire un bruit de fond, il faut soit un phénomène capable de produire ces deux signaux avec une constante de temps similaire, on parle alors de bruit de fond corrélé, soit une coïncidence fortuite entre deux dépôts d'énergie passant la sélection, on parle de bruit de fond accidentel. La section 3.1.4 détaille les valeurs des différents bruits de fond attendus à Osiris.

Bruit de fond accidentel

Le bruit de fond accidentel est simplement dû à l'interaction aléatoire de rayonnements ionisants dans le liquide scintillant. Ces rayonnements peuvent être naturels ou artificiels, les sources les plus notables étant :

- la radioactivité naturelle. Vis-à-vis du détecteur, le problème provient principalement des gammas, qui peuvent pénétrer dans la cuve et imiter le signal prompt, mais leur énergie limitée à 2,6 MeV (la raie la plus énergétique, due au thallium 208 de la chaîne du thorium.) ne leur permet pas d'atteindre la gamme du signal retardé. Mais si les matériaux, et en particulier le liquide, sont eux-mêmes contaminés par un radioélément, les radioactivités alphas et beta peuvent aussi devenir source de bruit de fond.
- les rayonnements cosmiques. L'interaction des particules cosmiques (surtout des protons) dans la haute atmosphère provoque des cascades de particules. On trouve dans ces cascades des hadrons comme les pions ou le neutron, des leptons comme les muons, l'électron et le positon, et des rayonnements électromagnétiques allant de l'ultraviolet au gamma. En arrivant au sol, ces cascades sont atténuées par la matière mais pénètrent tout de même profondément dans le sol. En particulier, les muons sont très pénétrants et génèrent dans la matière de nouvelles particules, notamment des neutrons par spallation.
- le cœur du réacteur. Il est bien sûr le siège d'un haut flux neutronique, de fissions et de nombreuses désintégrations β . Les gammas de haute énergie et la composante rapide des neutrons peuvent passer au travers du modérateur et des structures au prix d'une forte atténuation, et provoquer des fuites gammas et neutrons au plus près du détecteur.

Pour une coïncidence fortuite, les candidats les plus probables sont alors un gamma (d'origine quelconque) de plus de 1 MeV pour l'imitation du signal prompt et un neutron (cosmique ou du cœur) effectivement capturé par le gadolinium dans le liquide scintillant pour le signal

retardé.

Pour réduire le taux de ces coïncidences aléatoires, le détecteur est entouré sur les six côtés de plomb contre les gammas et de polyéthylène boré contre les neutrons. De plus, les matériaux utilisés dans le détecteur sont des matériaux à bas bruit de fond, dont la radioactivité a été mesurée avec un détecteur germanium à haute pureté (HPGe pour « High Purity Germanium » en anglais). Le détail est fourni en annexe C. Enfin, on limite la taille de la fenêtre temporelle définissant une coïncidence, en général à 3 fois la constante de diffusion des neutrons. Une optimisation entre rejet des bruits de fond et non-rejet du signal neutrino permet ensuite d'ajuster cette fenêtre.

Bruit de fond corrélé

Le bruit de fond corrélé est principalement généré par les muons cosmiques. Ces muons, très énergétiques, déposent environ 2 MeV/cm dans la matière (au minimum d'ionisation), et au niveau du sol leur flux est typiquement de quelques muons par mètre carré et par seconde. Un muon traversant directement le détecteur Nucifer de part en part va donc déposer plus de 100 MeV et saturer le détecteur. Ce phénomène provoque un temps mort de quelques centaines de nanosecondes du détecteur, mais n'a aucune ressemblance avec un événement neutrino.

Mais les muons cosmiques peuvent aussi produire des neutrons rapides par spallation sur un noyau quelconque des matériaux aux environs du détecteur (et notamment sur le plomb des blindages contre le bruit de fond accidentel). Si un de ces neutrons, doté typiquement d'une énergie de quelques dizaines de MeV, pénètre directement dans la cuve et entre en collision avec un proton, il va céder en moyenne la moitié de son énergie au proton et le plus souvent rester dans la cuve en heurtant d'autres protons. Ces protons auront alors suffisamment d'énergie pour faire scintiller le liquide et donc créer un signal prompt. Comme les différentes collisions sur les protons ne peuvent pas être résolues en temps par le détecteur, tout se passant à l'échelle de la nanoseconde, le détecteur ne voit qu'un seul signal. Les liquides scintillants produisent moins de lumière en réponse à un proton qu'à un électron, le signal d'un neutron rapide de quelques MeV ne passera donc pas le seuil de détection. Mais si le neutron est doté de quelques dizaines de MeV, son énergie déposée est renvoyée entre 1 et 10 MeV en énergie visible équivalente électron, où les neutrinos sont recherchés. Par ailleurs, en travaillant avec un détecteur à proximité d'un réacteur, il n'est pas exclu que des neutrons rapides issus du cœur puissent aussi atteindre le détecteur. Des simulations spécifiques pourraient apporter une réponse, mais il n'est pas simple de propager des neutrons depuis le cœur jusqu'au détecteur à travers piscine, mur et blindages.

Le neutron va ensuite se thermaliser dans le liquide scintillant, puis diffuser avant d'être capturé par un noyau de gadolinium, créant un signal retardé identique au signal retardé d'un événement neutrino (figure 3.8). En effet la corrélation en temps est gouvernée par la diffusion du neutron, plus grande que le temps de thermalisation, et le dépôt d'énergie est identique. Si le muon n'est pas passé par la cuve, il n'est pas détecté et ce bruit de fond corrélé imite parfaitement le signal neutrino. Pour se prémunir contre ce bruit de fond, on peut chercher à s'enterrer au maximum, et on ajoute un veto muon actif autour du détecteur, c'est-à-dire un détecteur de muon chargé de bloquer l'acquisition lorsqu'un muon passe à proximité du détecteur. L'objectif de ce veto est de détecter au moins 95 % des muons incidents. Enfin, on peut chercher à rejeter le signal de neutron rapide en exploitant la différence de densité d'ionisation entre proton et positon, ce qui sera traité dans le chapitre 5.

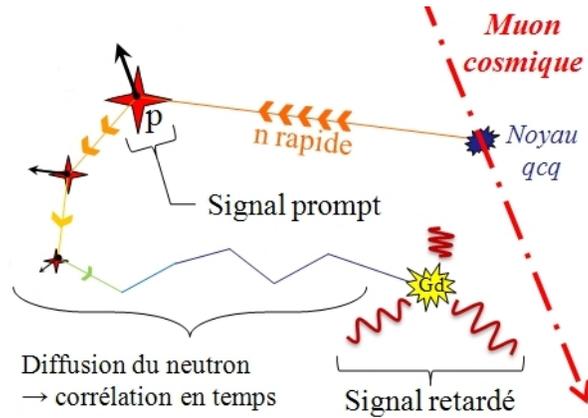


FIGURE 3.8 – **Bruit de fond corrélé induit par muon dans Nucifer.** Les reculs de protons suivis de la capture du neutron après sa thermalisation et sa diffusion imitent la signature neutrino.

Mesures préliminaires de bruits de fond à Osiris

À Osiris, une forte ambiance gamma règne dans la casemate lorsque le réacteur est allumé, avec un débit de dose au contact du mur de l'ordre de $50 \mu\text{Sv/h}$ d'après la sonde gamma de sécurité installée à demeure dans la casemate. Le spectre gamma a pu être mesuré à Osiris avec un détecteur NaI (iodure de sodium) lors du stage de Cyril Dieudonne [81], ce qui permet d'estimer un taux de gammas supérieurs à 2 MeV de plusieurs mégahertz. L'énergie des gammas monte jusqu'à 8 MeV et donc dans la coupure neutron, ce qui peut provoquer un taux élevé de coïncidence fortuite.

De plus, un flux de neutrons thermiques a pu être mesuré avec une variation importante lorsque le réacteur s'allume, ce qui montre que des fuites neutrons non négligeables atteignent la casemate. Dans un compteur hélium 3, qui mesure les neutrons thermiques, le taux de détection était de $(5 \pm 1) \times 10^{-3} \text{ Hz}$ réacteur éteint, et $(4 \pm 1) \times 10^{-2} \text{ Hz}$ réacteur allumé [82]. Le détecteur hélium 3 était cylindrique, de diamètre 2,5 cm et de 30 cm de haut, donc de surface 245 cm^2 . Le flux de neutrons thermiques incidents réacteur éteint est donc de $(2 \pm 1) \times 10^{-5} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, et réacteur allumé de $(2 \pm 1) \times 10^{-4} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Mais les neutrons thermiques ne peuvent pas traverser 3 m d'eau et 2 m de béton, ils sont donc issus de la thermalisation de neutrons rapides à proximité de la casemate. Les neutrons rapides ont pu être mesurés réacteur allumé, sans réelle mise en évidence à cause du bruit de fond gamma : le taux de comptage des neutrons rapides issus des mesures avec un compteur NE213 donne un taux réacteur allumé à $(2,0 \pm 0,3) \times 10^{-2} \text{ Hz}$, supérieur d'un facteur 2 au flux réacteur éteint à $(9,9 \pm 0,8) \times 10^{-3} \text{ Hz}$ [82], mais les 2 mesures (réacteur éteint et allumé) sont compatibles dans les barres d'erreur et la méthode est basée sur des écrans supposés parfaits. En divisant par la surface du détecteur de 442 cm^2 , il vient des flux de $(4,5 \pm 0,7) \times 10^{-5} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et $(2,2 \pm 0,2) \times 10^{-5} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Le site ne procure qu'une atténuation des muons cosmiques d'un facteur 2,7 [82]. Cette atténuation est plutôt faible pour une expérience neutrino, l'expérience SONGS par exemple ayant une atténuation d'un facteur 7 [71].

Globalement, les conditions de bruit de fond sont donc défavorables sur ce site.

3.2 Détecteur Nucifer

3.2.1 Conception

Dans sa conception, Nucifer s’inspire des travaux et de l’expérience acquise pour Double Chooz, qui est également une mesure de neutrinos de réacteurs, mais à deux détecteurs [38, 39]. Ceux-ci utilisent aussi un liquide scintillant dopé au gadolinium, mais sont dotés d’enceintes concentriques pour optimiser l’efficacité de détection et minimiser les bruits de fond.

Les deux projets étant liés depuis leur conception, le choix d’un détecteur basé sur un liquide scintillant était donc naturel pour Nucifer. Le compromis entre simplicité de conception, sûreté et performances n’a pas permis de retenir le concept d’enceintes concentriques. Nucifer est simplement constitué d’une cuve de liquide scintillant, dotée de photomultiplicateurs uniquement sur le dessus, plutôt que se faisant face sur les côtés. L’électronique a également été conçue pour tenir dans une seule baie. Si l’analyse est largement indépendante, la simulation Monte Carlo de Nucifer part également du travail effectué pour Double Chooz.

3.2.2 Description du détecteur Nucifer

Cuve du détecteur

La partie active de Nucifer se présente sous la forme d’une cuve cylindrique en acier inoxydable de $(1404,2 \pm 1,3)$ mm de haut et $(1238,4 \pm 3,3)$ mm de diamètre, contenant (847 ± 7) L de liquide scintillant, soit environ 760 kg avec une densité de 0,9 [83]. Ces quantités sont mesurées lors du remplissage, la mesure de précision étant la mesure de masse, avec une incertitude de 0,5 kg. Alliée à la mesure de la quantité d’hydrogène par unité de masse, la masse donne le nombre de protons cibles dans Nucifer, un facteur nécessaire pour la normalisation du taux de détection attendu. L’intérieur de la cuve est recouvert d’un film de téflon pour s’assurer de la compatibilité de la cuve avec les liquides scintillants dopés. Ce téflon est blanc et diffusant pour augmenter la quantité de lumière collectée.

Accroché au couvercle et enfoncé de quelques centimètres dans le liquide scintillant se trouve le tampon⁸, épais de 25 cm et fait d’acrylique. La hauteur de liquide sous le tampon est $(704,9 \pm 1,5)$ mm [83]. Sur ce tampon sont montés 16 tubes photomultiplicateurs (PM) de 8 pouces de diamètre (modèle R5912 de Hamamatsu [84]), en deux cercles concentriques de 5 et 11 PM. Chaque PM est entouré d’un blindage magnétique, pour éviter que des champs magnétiques parasites ne perturbent le trajet des électrons dans le tube. Le tampon a trois fonctions :

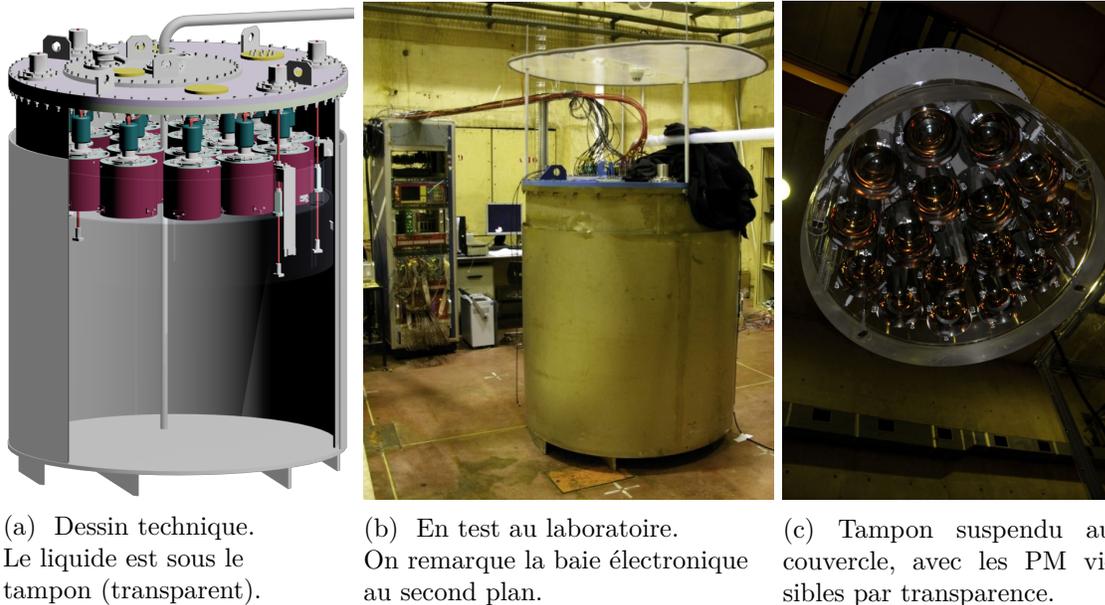
- il découple les PM du liquide scintillant, afin d’éviter que des événements n’aient lieu au plus près des PM, ce qui dégraderait fortement l’uniformité de la réponse du détecteur ;
- il fait barrage à la radioactivité des PM, due au potassium 40 présent dans le verre, et limite donc le bruit de fond accidentel ;
- il sépare le liquide de la haute tension des PM par simple gravité, ce qui améliore la sûreté vis-à-vis du risque incendie.

Une huile minérale emplit le fond du tampon et englobe les ampoules des PM pour faire le contact optique avec l’acrylique : le liquide scintillant, l’acrylique, le verre et l’huile minérale ont tous des indices optiques proches de 1,5, ce qui limite les réfractions aux interfaces. Le volume restant sous le couvercle est rempli d’azote en légère surpression, d’une part pour prévenir tout risque d’incendie du liquide, d’autre part pour prévenir la dégradation des

8. Le plus souvent appelé par le terme anglais « buffer ».

performances du liquide au contact de l'air. La partie active du détecteur est présentée figure 3.9.

Pour permettre l'étalonnage en énergie du détecteur, un tube d'étalonnage en acier inoxydable étanche traverse le détecteur. Sa surface est également recouverte de téflon pour la compatibilité matériau. Le tube passe au travers du tampon dans un trou prévu à cet effet et débouche dans le couvercle. Un coude en acier relie ensuite le tube d'étalonnage à un tube de guidage horizontal en téflon qui permet le déploiement de sources même après que le détecteur soit installé sur site. Ces deux tubes sont clairement visibles sur les figures 3.9a et 3.9b. Les sources sont chacune fixées à un porte-source en aluminium, lequel est attaché à un câble et poussé dans le tube de guidage jusqu'à ce qu'il tombe dans le tube d'étalonnage. En mesurant la longueur de câble depuis le fond du tube, il est possible de placer précisément la source à n'importe quelle hauteur.



(a) Dessin technique. Le liquide est sous le tampon (transparent).

(b) En test au laboratoire. On remarque la baie électronique au second plan.

(c) Tampon suspendu au couvercle, avec les PM visibles par transparence.

FIGURE 3.9 – **Le détecteur Nucifer.** La cuve présentée ici est la cuve définitive.

Blindages

Le principal défi de ce type de détecteur est d'arriver à mettre en évidence un signal antineutrino parmi un bruit de fond important. Pour réduire le bruit de fond, outre la réaction β inverse, il est nécessaire d'employer une conception spécifique. Pour commencer, un mur de plomb de 10 cm d'épaisseur est intercalé entre le mur côté réacteur et le détecteur pour atténuer le flux gamma en provenance du cœur. Ce mur couvre toute la largeur du blindage et monte jusqu'au plafond. Ensuite, un triple blindage concentrique entoure le détecteur (voir figure 3.10), avec de l'extérieur vers l'intérieur :

1. 10 cm de plomb sur les côtés et le dessus (5 cm dessous), pour protéger le détecteur contre les rayonnements gammas.
2. 14 cm de polyéthylène partiellement boré chargés de thermaliser puis de capturer les neutrons. Le polyéthylène, un plastique donc constitué essentiellement de carbone et

d'hydrogène, modère efficacement les neutrons. Le bore est un absorbant neutronique presque aussi puissant que le gadolinium, mais par réaction (n,α) qui n'émet que des gammas de 470 keV. L'absorption des neutrons n'émet donc pas de gammas qui seraient susceptibles de gêner la détection, puisque le seuil de la réaction β inverse est à 1 MeV d'énergie visible. Le polyéthylène se présente sous la forme de barreau de section en U ou en H (avec empattements) qui sont ensuite emboîtés. Les H centraux sont dopés en bore à 3,5 % en masse, alors que les U ne sont pas dopés, il en résulte un mur dont le centre seulement est boré.

3. Un système actif, le veto muon. Lorsqu'il détecte un muon, soit il déclenche l'acquisition, et l'événement sera traité spécialement lors de l'analyse, soit il bloque directement l'acquisition pendant un laps de temps donné à optimiser entre réjection des bruits de fond corrélés et minimisation du temps mort.

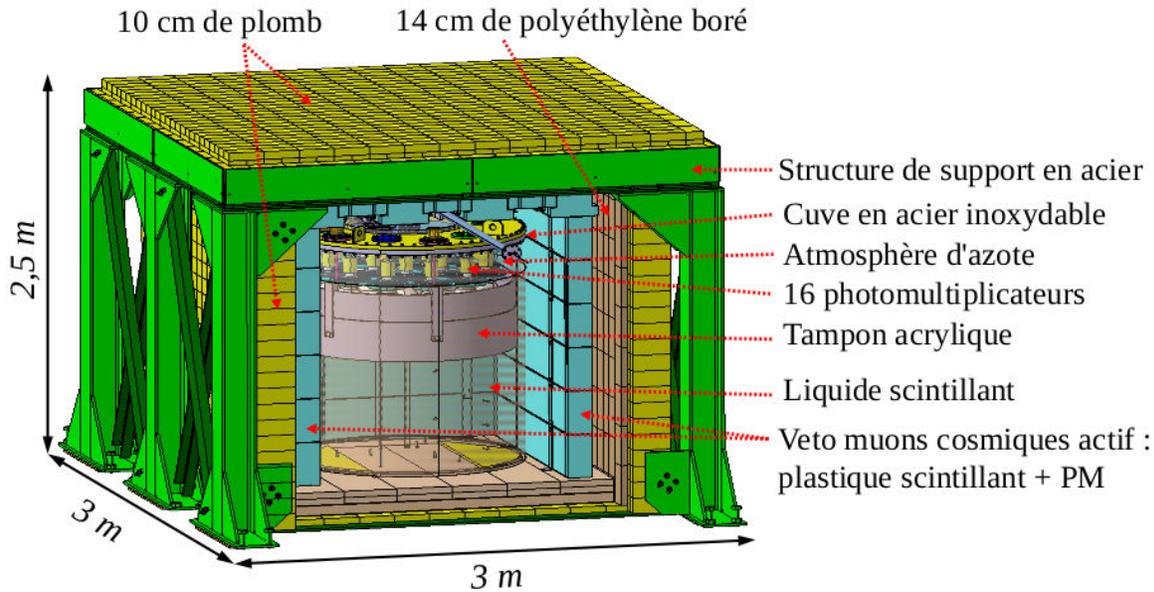


FIGURE 3.10 – Le détecteur Nucifer dans ses blindages. Le plan détaillé est en annexe D.1.

Une structure en acier supporte le toit de plomb et de polyéthylène. Les passages de câbles et de tuyauterie sont bouchés dans la mesure du possible avec de la paille de plomb et des billes de plastique. La canne d'étalonnage en téflon est coupée au ras du plomb et peut être obstruée par un bouchon épais en téflon et par une brique de plomb posée sur une tablette vissée dans le mur.

Veto muon

Ce veto muon, développé par Subatech, est divisé en 31 modules individuels. Pour simplifier le veto, limiter le nombre de voies électroniques et s'adapter au faible volume disponible, une conception originale à un seul PM par module a été développée, ce qui pose le problème de l'homogénéité de la réponse en énergie. En effet, lorsque qu'un seul PM est couplé à une extrémité de la latte, l'écart est très important entre la lumière collectée pour un muon passant devant le PM et pour un muon passant à l'autre extrémité de la latte. Le problème est habituellement résolu en plaçant un PM à chaque extrémité et en sommant leur réponse.

Ici, un module est constitué d'une latte de plastique scintillant sur laquelle un PM est posé sans couplage optique particulier, le tout étant encapsulé dans une boîte métallique. La partie supérieure de la latte est dépolie pour permettre la sortie de la lumière, et l'intérieur de la boîte est réfléchissant. Une feuille d'aluminium est également placée sous le PM. On améliore ainsi l'homogénéité de la réponse à un muon traversant la latte de part en part par rapport au cas où le PM est couplé à une extrémité de la latte. Malgré tout, la réponse d'un module varie du simple au double selon le point de passage du muon.

Pour assurer la couverture totale de Nucifer, certains modules ont une section non rectangulaire, en « T », ce qui permet le recouvrement des modules entre eux. Les modules sont ensuite répartis en 4 murs verticaux de 6 modules et un plafond de 7 modules (voir figure 3.11 et en annexe la figure D.2).



(a) 4 modules veto. Le logement des PM est encore vide. 3 des modules ont une section en « T ». (b) Structure porteuse du veto muon, nécessaire pour maintenir le veto à l'intérieur des blindages.

FIGURE 3.11 – Veto muon de Nucifer

3.2.3 Dispositifs de surveillance du détecteur

En plus des PM qui assurent la détection proprement dite, le détecteur est équipé de divers dispositifs visant à s'assurer de sa stabilité dans le temps, ou à défaut de la possibilité de corriger les dérives.

Diodes électroluminescentes (DEL)

Parmi les divers systèmes de suivi et de contrôle en temps réel qui équipent Nucifer, la cuve est d'abord équipée de 7 diffuseurs optiques en téflon (voir figure 3.12), reliés par des fibres optiques à des diodes électroluminescentes (DEL) situées dans la baie électronique. Tous ne sont pas utilisés, certains diffuseurs étant doublés par précaution.

Cinq diffuseurs sont prévus pour suivre la linéarité en charge du détecteur, quatre d'entre eux étant utilisés et un en réserve. Parmi les cinq diffuseurs, trois sont situés contre le bord de la cuve à 30 cm du fond et 120° les uns des autres, les deux derniers étant au fond. Pour homogénéiser la répartition de la lumière sur les PM, les fibres optiques pointent vers le bas, sur un plan incliné à 45° pour les diffuseurs de bord et sur une demi-sphère creuse pour les diffuseurs du centre. L'intensité et la séquence d'allumage des DEL sont ajustées pour permettre d'explorer toute la dynamique de réponse des PM.

Les deux derniers diffuseurs sont des sphères creuses percées d'un petit trou, le pointage de la fibre étant toujours indirect : l'intensité de la DEL est réglée de manière à ce que les PM ne voient qu'un photon ou aucun venant de ce diffuseur. Ces événements permettent ensuite de mesurer la réponse des PM à un seul photon, et donc de calibrer les PM en photoélectron.

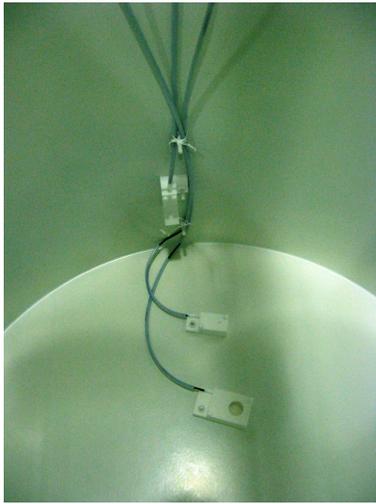
La séquence d'allumage des DEL comporte au final 14 temps : deux photoélectrons seuls, les 4 diffuseurs seuls, 5 paires de diffuseurs, les 3 diffuseurs les plus intenses ensemble et tous les diffuseurs en même temps. Avec la mesure du photoélectron seul, on obtient la réponse du détecteur indépendamment de la génération et de la propagation de la lumière, sensible uniquement à l'électronique. En collectant et en comparant la lumière issue des diffuseurs, la propagation de la lumière est ajoutée à la réponse, ce qui apporte une information sur la qualité du liquide (transparence, homogénéité). En déployant des sources radioactives d'étalonnage, la scintillation et l'efficacité de collection de la lumière sont sondées, soit l'ensemble des processus physiques conduisant à la détection.

Mesure des paramètres environnementaux

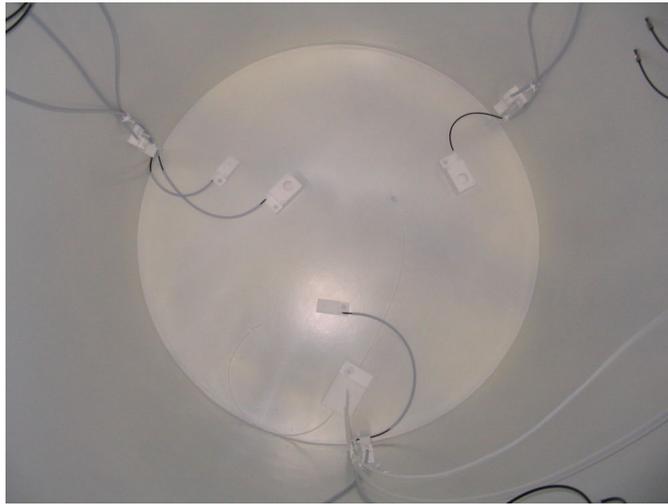
Dix capteurs sont chargés d'enregistrer les paramètres environnementaux :

- 5 thermomètres : température au fond de la cuve, au milieu de la cuve, dans l'huile du tampon, dans l'azote du ciel de cuve et dans le couloir au dessus de la baie électronique ;
- 1 manomètre : pression relative de l'azote du ciel de cuve ;
- 1 baromètre : pression absolue de l'air dans le couloir, au niveau de l'acquisition ;
- 2 hygromètres : humidité dans le ciel de cuve, avec redondance ;
- 1 capteur de niveau : niveau du liquide scintillant.

Il faut encore rajouter la mesure de la puissance thermique et la mesure de la puissance par l'azote 16 , fournies par Osiris et dérivées dans l'acquisition Nucifer. Les capteurs situés à l'intérieur de la cuve (température, pression, humidité, niveau) peuvent signaler une fuite de liquide, une rupture de l'inertage à l'azote ou une source de chaleur et sont donc des paramètres cruciaux de sûreté. Ces paramètres sont donc encadrés par des seuils dont le franchissement déclenche automatiquement une alarme en salle de contrôle d'Osiris et envoie



(a) De bas en haut : diffuseur hémisphérique, diffuseur photoélectron et diffuseur de côté.



(b) 7 diffuseurs sont placés dans la cuve. En bas, la sortie azote pour balayer le liquide et le purifier de l'oxygène s'intercale entre un diffuseur de côté et un diffuseur photoélectron.

FIGURE 3.12 – Diffuseurs optiques dans la cuve Nucifer.

une alerte aux experts Nucifer d'astreinte. Les autres paramètres permettent la prise en compte de l'environnement sur les résultats de Nucifer. La fréquence d'acquisition est d'une minute, mais l'enregistrement dans les données n'intervient que toutes les 10 minutes.

Le capteur de niveau est malheureusement saturé, à 88 cm. Le liquide n'atteint que $(704,9 \pm 1,5)$ mm sous le tampon, mais il remonte entre le tampon et la cuve, jusqu'à atteindre la saturation du capteur.

La puissance thermique est la puissance mesurée au niveau des échangeurs du circuit primaire par mesure de débit et de température⁹. La puissance azote 16 correspond au taux d'azote 16 mesuré dans l'eau du circuit primaire. Cet isotope de 7,13s de période est produit par réaction (n,p) sur l'oxygène 16 de l'eau. Sa production et donc sa concentration dans le circuit primaire sont directement liées au flux neutronique (rapide) dans le cœur. Cette mesure est bien plus réactive que la puissance thermique (ralentie par les équilibres thermiques) et reflète fidèlement le flux neutronique donc le nombre de fissions (alors que la puissance thermique est également sensible à la chaleur résiduelle). Elle peut par contre subir des instabilités dues à la méthode de mesure à faible puissance, et n'est pas une mesure absolue mais seulement une mesure relative par rapport à la pleine puissance.

Les capteurs environnementaux sont gérés par un circuit d'acquisition séparé, qui se trouve derrière la baie électronique dans des boîtiers dédiés reliés par connexion Ethernet à l'ordinateur. En cas de problème ou de modifications de l'acquisition, ces paramètres de sûreté continuent donc d'être enregistrés et transmis en salle de contrôle d'Osiris.

En plus des capteurs environnementaux, Nucifer est équipé de 3 caméras infrarouges (type webcam) à l'intérieur du blindage (pour inspection une fois le blindage fermé) et une à l'intérieur de la cuve (pour les opérations de remplissage). Pour connaître précisément le niveau de liquide dans la cuve et d'huile dans le tampon, deux capteurs de contact sont placés

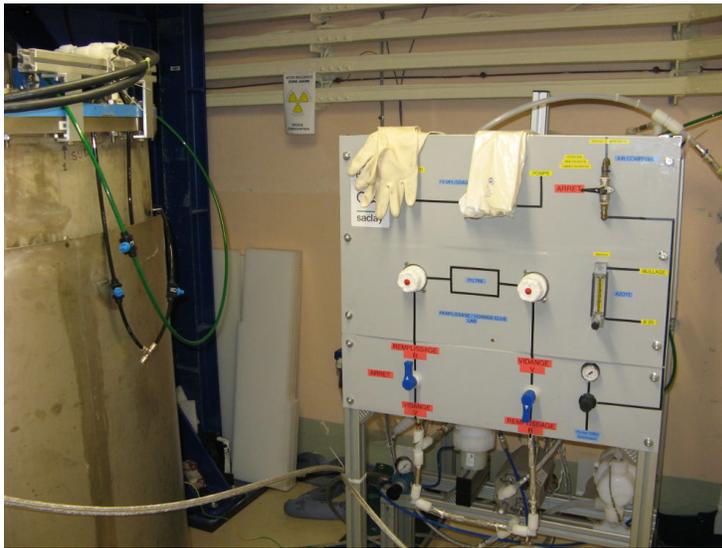
9. Les affichages numériques d'Osiris présents dans le hall d'entrée, en salle de contrôle et à tous les niveaux du réacteur renvoient cette puissance.

à la hauteur voulue contre le bord de la cuve et contre le bord du tampon. Ces capteurs changent d'état à l'instant où un liquide les affleure.

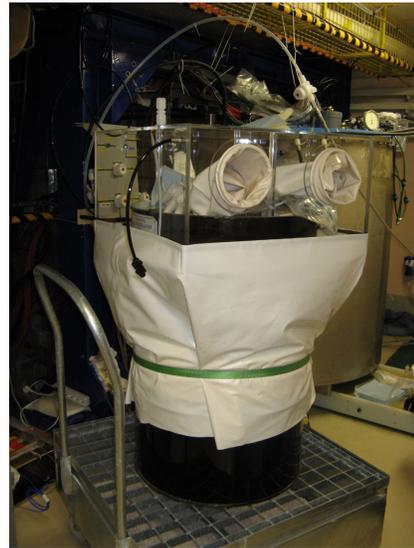
Enfin, la casemate où est installé Nucifer à Osiris est instrumentée de divers capteurs de sûreté dont l'état est renvoyé en salle de contrôle et peut déclencher une alarme sonore et lumineuse dans la casemate : 3 capteurs de fumée (risque d'incendie), 2 capteurs d'ultraviolet (pour la mesure d'un rayonnement thermique indice de chaleur), 3 capteurs de liquide au niveau du sol (risque de fuite de liquide), 2 capteurs d'oxygène (une fuite d'azote dans une casemate close représente un risque d'anoxie), et un capteur de débit de dose.

3.2.4 Système de remplissage et mesure de pesée

Une fois complètement terminée, la cuve Nucifer est apportée vide jusqu'aux blindages. Les travaux en sont grandement facilités : plus légère, la cuve est plus facile à déplacer, et les contraintes de sûreté sont relâchées. En effet, une fois que le liquide scintillant est déployé, celui-ci doit toujours être confiné sous azote pour minimiser le risque d'incendie et le risque chimique d'une part, éviter la dégradation du liquide et les mauvaises odeurs d'autre part. De plus, tous les capteurs de sûreté doivent être en fonction pour assurer la surveillance du liquide.



(a) Système de remplissage à côté de Nucifer à Osiris. Sous le panneau de commande, de gauche à droite : filtre (blanc), pompe à huile (métallique), pompe à liquide scintillant (blanc).



(b) Boite à gant amovible montée sur un bidon d'EJ335 devant Nucifer à Osiris.

FIGURE 3.13 – Système de remplissage de Nucifer.

La mesure de pesée a lieu au cours du remplissage. Pour cela, la cuve est posée sur trois dynamomètres placés en triangle équilatéral et reliés à un ordinateur. La différence entre la masse de la cuve avant et après remplissage donne la masse de liquide. La précision des dynamomètres est de 1 kg, et la précision de la mesure est améliorée à 0,5 kg : grâce à une masse de 500 g posée sur le détecteur, on teste si le système est plus proche du kilogramme supérieur ou inférieur. Comme la masse de liquide est d'environ 750 kg, l'incertitude est inférieure au pourmille.

Une fois la cuve en place face aux blindages sur ses dynamomètres, les bidons de liquide sont descendus un par un sur un chariot de rétention, afin qu'il n'y ait jamais plus d'un bidon plein dans le bâtiment réacteur. Le remplissage utilise une pompe en téflon entraînée par de l'azote sous pression, montée sur un châssis dédié réalisé par les services techniques. L'ensemble de la tuyauterie est également en téflon. Le téflon étant isolant, des charges statiques peuvent être formées par le frottement du liquide dans les tuyaux. Pour prévenir l'apparition de ces charges susceptibles de provoquer des décharges dans les vapeurs de liquide, tout le système est gainé de tresses métalliques reliées à la terre. Une autre pompe, plus classique, est utilisée pour l'huile du tampon. Un système de pressurisation de la cuve à l'azote se trouve sur le même châssis.

L'intégrité de la cuve est protégée par une soupape tarée à 150 mbar au-dessus de la pression atmosphérique et ultimement par un disque de rupture ajusté à 300 mbar. Une boîte à gant amovible a dû être construite pour permettre l'ouverture des bidons sans exposer le liquide à l'oxygène. Après fixation sur le bidon, la boîte à gant est inertée à l'azote et un échantillon de liquide est prélevé pour permettre la caractérisation ultérieure de chaque bidon. Au cas où de l'oxygène parviendrait tout de même à pénétrer dans la cuve, un tuyau descend jusqu'au fond de la cuve dans un bulleur en téflon pour permettre le balayage du liquide à l'azote (le bulleur est visible sur la figure 3.12).

Le remplissage est stoppé sur le signal des capteurs de contact puis ces capteurs sont déconnectés. En effet, ils utilisent la réfraction causée par un liquide à l'extrémité d'une fibre optique, et donc émettent une lumière continue qui perturberait les PM. Une fois le contact atteint, la vidange du système de remplissage rajoute tout de même quelques litres de liquides. La mesure de pesée (notre référence) prend en compte ces quelques kilogrammes supplémentaires.

La cuve est finalement déplacée sur 4 coussins d'air jusqu'à sa position finale, avant la fermeture définitive des blindages. Les tuyaux de remplissage et de pressurisation à l'azote restent accessibles même une fois le plomb en place.

3.2.5 Estimation des bruits de fond

Bruit de fond accidentel

Le taux de coïncidences accidentelles τ_{acc} peut être facilement évalué par la formule suivante :

$$\tau_{acc} = \Delta t \times \tau_{prompt} \times \tau_{retardé} \quad (3.9)$$

avec Δt la taille de la porte de coïncidences, τ_{prompt} le taux d'événements dans la coupure prompte et $\tau_{retardé}$ le taux d'événements dans la coupure retardée.

Avec le mur de plomb contre le mur piscine et le blindage sur tous les côtés du détecteur, totalisant 20 cm de plomb dans la direction du cœur, le flux gamma est atténué d'un facteur 10000 environ. Un taux de déclenchement de quelques centaines de hertz est donc attendu dans Nucifer avec un seuil à 2 MeV d'après les mesures réalisées à Osiris (sans blindage, quelques MHz au-dessus de 2 MeV, voir section 3.1.4).

Le mur de 14 cm de polyéthylène boré coupe très efficacement le flux de neutrons thermiques et atténue sérieusement le flux de neutrons rapides (au moins un facteur 10, d'après des simulations). Par contre, les muons peuvent produire des neutrons à l'intérieur de la cuve. Comme le flux de neutrons rapides issus du cœur est du même ordre que le flux cosmique d'après nos mesures, les neutrons en provenance du cœur parvenant à traverser les blindages

sont négligeables devant les neutrons cosmiques. Prenons alors le flux de neutrons (thermiques et rapides sont équivalents) mesuré réacteur éteint de $(2,0 \pm 0,2) \times 10^{-5} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et supposons que les neutrons sont produits dans les blindages avant d'être capturés dans la cuve. En appliquant ce flux mesuré à Nucifer¹⁰, on obtient un taux de capture neutron dans Nucifer de $(0,6 \pm 0,2) \text{ Hz}$.

Nous prévoyons d'utiliser un liquide dopé à 0,5 % en masse en gadolinium, ce qui se traduit par un temps de capture neutron légèrement inférieur à 10 μs . Prenons alors $\Delta t = 30 \mu\text{s}$ correspondant à 3 décroissances donc 95 % des neutrons. Un taux gamma de 500 Hz, dans la fourchette supérieure, conduit alors à un taux d'accidentels pessimiste de 780 événements/jour. La distribution temporelle de ce bruit de fond étant un bruit blanc, la mesure de cette composante hors de la fenêtre de coïncidence doit permettre une soustraction efficace. Si les blindages sont plus efficaces, ce bruit peut encore descendre.

Bruit de fond corrélé cosmique

Le site ne procure qu'une atténuation des muons cosmiques d'un facteur 2,7 [82]. Pour estimer l'impact des muons sur les bruits de fond dans Nucifer, une simulation de la structure du bâtiment Osiris avec Nucifer au niveau « -11 » dans ses blindages a été réalisée, des muons étant tirés depuis l'extérieur. Les résultats de cette simulation ont ensuite été comparés aux expériences SONGS [71] et de l'ILL en 1981 [85, 86], dont les détecteurs et les sites étaient comparables. En requérant une efficacité du veto muon de 95 %, il en résulte une prédiction du taux de bruit de fond corrélé induit par les muons d'environ 650 événements/jour. Cette prédiction d'un taux important de neutrons rapides d'origine cosmique et la difficulté à soustraire ce bruit de fond ont motivé les études de rejet des neutrons rapides par analyse de forme dans les liquides scintillants (voir chapitre 5).

Bruit de fond corrélé réacteur allumé

Les neutrons rapides issus du cœur doivent être arrêtés par les blindages, ou au moins suffisamment ralentis pour ne pas produire suffisamment de lumière dans la cuve : une atténuation d'un facteur 1000 du flux mesuré réacteur allumé doit être obtenue pour pouvoir négliger ce bruit de fond impossible à soustraire. À défaut, la réjection par analyse de forme peut aussi s'appliquer à ce bruit de fond. Une grande incertitude demeure sur le flux de neutrons rapides aptes à passer les blindages sans perte d'énergie.

3.3 Électronique et acquisition

Le circuit électronique détaillé est disponible en annexe D.3 et D.4.

3.3.1 Principe

La détection des neutrinos par la réaction bêta inverse nécessite simplement l'énergie et le temps de chaque événement. Dans un liquide scintillant, l'énergie déposée est proportionnelle à la lumière émise. Si la collection de lumière est homogène, la charge collectée sur les PM est elle aussi proportionnelle à la lumière émise et donc à l'énergie. La mesure de la charge de chaque

10. Sur le côté de la cuve, car le dessus est protégé par le tampon et le dessous par du polyéthylène boré.

PM est donc la première observable nécessaire, la seconde étant un temps caractéristique de l'impulsion.

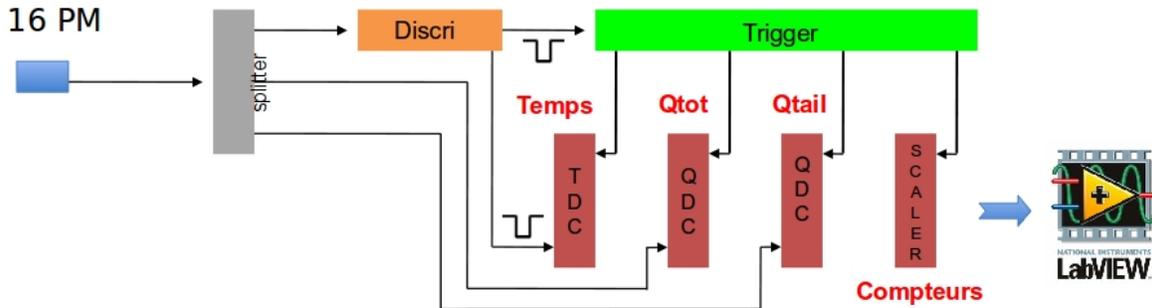
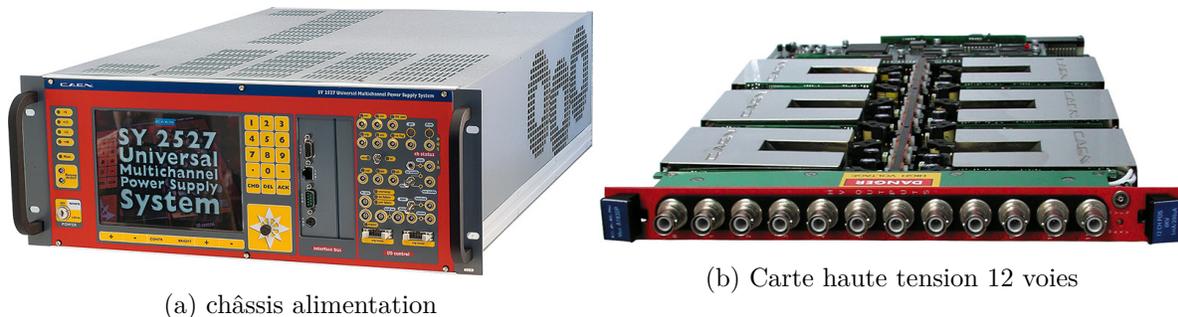


FIGURE 3.14 – **Fonctionnement simplifié de l'acquisition Nucifer.** La somme analogique déclenchant l'acquisition n'est pas représentée ici, le nombre de copies du signal est donc limité à 3.

Les coïncidences entre ces charges sont séparées au moins par plusieurs microsecondes, et jusqu'à plusieurs centaines de microsecondes selon le liquide scintillant. La précision sur le temps de l'événement doit donc être inférieure à la microseconde. Comme le temps de montée d'une impulsion de PM Nucifer est de quelques nanosecondes, un simple discriminateur donne une précision suffisante, mais nous utilisons des discriminateurs à fraction constante dont la résolution est meilleure pour garder la possibilité de comparer les temps d'arrivée des signaux sur les PM. L'acquisition Nucifer vise donc à permettre l'enregistrement et l'étalonnage de ces charges et temps, selon une logique de déclenchement prédéfinie, à quoi il faut greffer le veto muon et le suivi des paramètres environnementaux et de la linéarité (avec les DEL).

3.3.2 Baie électronique

Toujours pour viser la fiabilité et la simplicité, l'acquisition Nucifer est conçue autour de modules électroniques commerciaux éprouvés. L'ensemble, compact, est constitué d'une seule baie électronique, qui contient un châssis d'alimentation haute tension, un châssis diode, deux châssis NIM, un châssis de retards, un châssis VME et un ordinateur. La plupart des châssis et modules sont neufs et ont été achetés à la société CAEN [87], mais plusieurs sont issus des stocks de l'IRFU, quelques uns ont été réalisés spécifiquement pour l'expérience et un provient de la société Wiener [88].



(a) châssis alimentation

(b) Carte haute tension 12 voies

FIGURE 3.15 – **Alimentation haute tension de Nucifer** [87].

L'alimentation haute tension (modèle SY2527 de CAEN, figure 3.15a) est modulaire et utilise des cartes insérées à l'arrière pour générer effectivement les sorties (figure 3.15b). Nucifer utilise 4 cartes 12 voies à polarité positive (modèle A1733 de CAEN) pour alimenter à la fois les 16 PM du détecteur et les 31 modules du veto muon (une voie reste donc inutilisée). Les tensions de consignes et les courants limites¹¹ sont saisis avec les boutons en face avant ou en branchant un clavier sur l'entrée prévue. Il est aussi possible de commander cette alimentation à distance par liaison série.

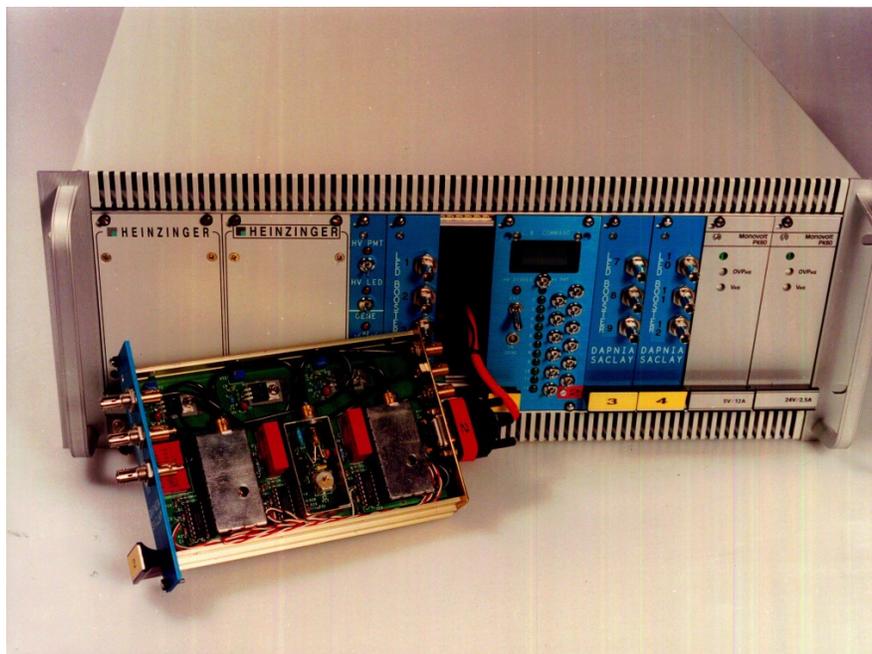


FIGURE 3.16 – **châssis diode utilisé par Nucifer.** Les 12 DEL sont réparties sur 4 tiroirs. Chaque boîtier métallisé (l'un d'eux est ouvert) contient une DEL et son électronique : on distingue le trou pour accéder au potentiomètre. Le contrôle des DEL se fait en face arrière [89].

Le châssis diode provient de l'expérience BaBar [89]. Il alimente 12 DEL, contrôlables à distance individuellement, et offre une connectique pour fibre optique standard. L'intensité de chaque DEL peut être modulée par un potentiomètre. Nucifer utilise seulement 5 de ces DEL simultanément, ce qui correspond à un diffuseur pour photoélectron seul et 4 diffuseurs pour la linéarité.

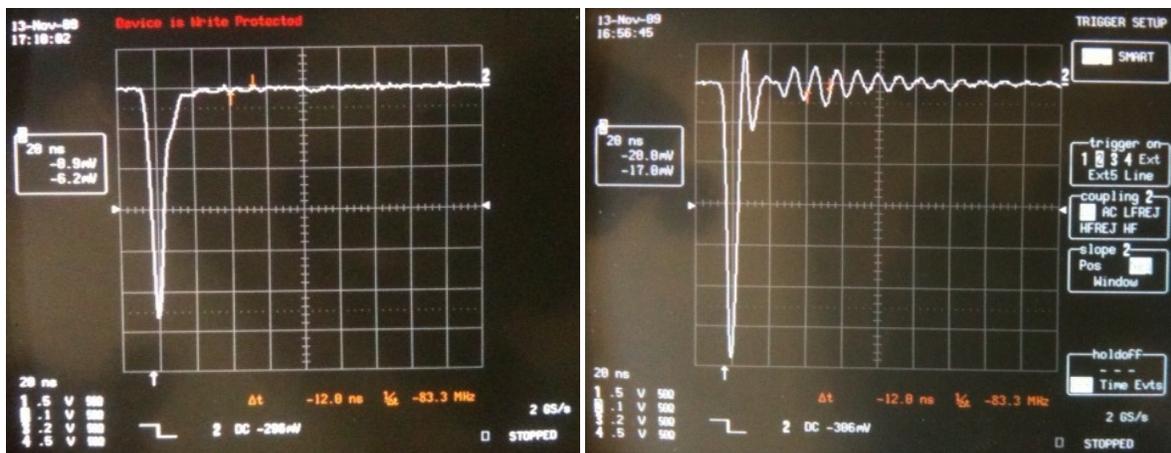
Les deux châssis NIM contiennent les modules électroniques produisant la logique de Nucifer : amplificateurs, discriminateurs, coïncidence, traducteurs... Ce type de châssis se contente d'alimenter les modules, sans permettre le transfert de données. Le châssis supérieur est principalement utilisé par la logique du veto muon, avec quelques modules de gestion des diodes. Le châssis inférieur contient la logique de déclenchement de l'acquisition.

Le châssis VME réalise l'acquisition proprement dite et communique avec l'ordinateur pour stocker les données. Ce type de châssis possède un bus et permet donc la communication entre les modules en plus de leur alimentation. Les fonctions réalisées par les modules sont plus complexes que dans le cas de modules NIM.

11. Cette alimentation mesure et affiche en permanence le courant voie par voie. Par sécurité, une limite de courant par voie dont le dépassement entraîne l'extinction de la voie peut être imposée.

3.3.3 Bases des photomultiplicateurs

Parmi les composants du détecteur Nucifer, peu ont fait l'objet de recherche ou de développement, l'objectif étant de construire rapidement un détecteur à partir de composants commerciaux, mais les bases des PM sont une exception. La base d'un PM est un boîtier qui se connecte d'un côté aux électrodes sortant à l'arrière du PM et de l'autre présente le ou les connecteurs permettant l'alimentation et la récupération du signal. En général, une seule haute tension est appliquée à la base et elle contient un circuit électronique distribuant cette tension sur les différentes dynodes. Le signal peut sortir directement ou être prétraité dans la base (amplification, filtrage, numérisation...), ou même être porté par la haute tension pour réduire la connectique et le nombre de câbles.



(a) Base standard

(b) Base « tapered »

FIGURE 3.17 – Impulsion d'un PM Nucifer R5912 avec les deux bases proposées par Hamamatsu. Une division de l'oscilloscope correspond à 20 ns en abscisse et 100 mV en ordonnée.

Les bases des PM Nucifer ont un connecteur haute tension et un connecteur signal relié à l'anode. Le circuit électronique interne est entièrement passif car composé de 25 résistances et 5 condensateurs (voir circuit en annexe D.6). La plupart des résistances constituent un pont diviseur de tension qui distribue les tensions sur les différentes dynodes¹² et dont les réglages conditionnent la sensibilité au photoélectron seul, la linéarité, le gain et la forme de l'impulsion. Les 3 derniers étages d'amplification sont particulièrement sollicités car le nombre d'électrons, donc le courant, devient significatif : ils sont renforcés chacun par un condensateur, et une résistance est ajoutée entre le pont et la dynode pour limiter l'appel de courant.

Deux types de bases étaient proposés par Hamamatsu : la base standard et la base « tapered » (ce qui signifie littéralement « effilée »). La première avait déjà été abondamment testée mais était optimisée uniquement pour la détection du photoélectron seul. La seconde, bien que disponible dans le catalogue, n'avait jamais été utilisée par une expérience et visait une réponse linéaire sur une grande gamme de lumière incidente, au prix d'un gain inférieur.

12. Comme les PM Nucifer sont larges et que la cathode est très courbée, le trajet des électrons entre la cathode et la première dynode est ajusté par 3 guides, des fils mis sous tension pour créer un tube de champ électrique propre à assurer la collection des électrons. Ces guides sont aussi alimentés par le pont diviseur de tension.

Or dans Nucifer les signaux recherchés vont du photoélectron seul au dépôt de 8 MeV sous un PM au ras du tampon, ce qui correspond à plusieurs centaines de photons pour le PM concerné. La linéarité des PM sur toute cette gamme est donc nécessaire, et le choix de bases « tapered » est naturel. Les deux modèles ont toutefois été testés, et nous avons découvert que la queue de l'impulsion issue de la base à grande linéarité était affligée d'une oscillation amortie alors que la base standard ne présentait pas ce comportement, comme le montre la figure 3.17.

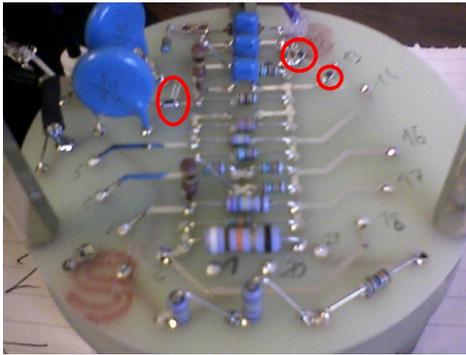


FIGURE 3.18 – Circuit électronique de base « tapered » corrigé. En rouge, les 3 résistances de $50\ \Omega$ rajoutées par Hamamatsu en série avec les précédentes pour atteindre $100\ \Omega$. Au centre, les résistances parallèles forment le pont diviseur de tension.

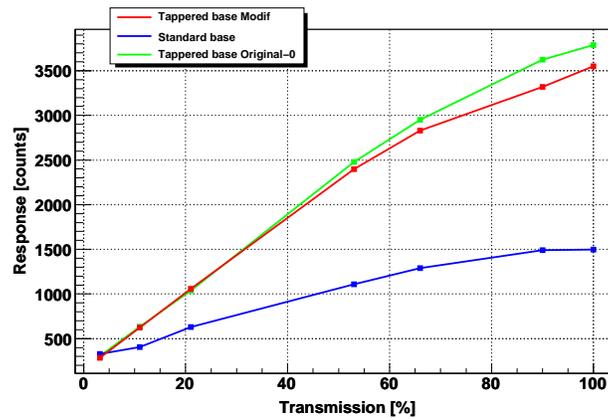


FIGURE 3.19 – Linéarité des bases. En bleu la base standard, en vert et rouge la base « tapered » avant et après correction. La linéarité de la base « tapered » est correcte jusqu'à 70 % de l'intensité de la diode nue (ce qui correspond à environ 200 photons), à l'inverse de la base standard.

Nous avons travaillé sur le circuit électronique des bases pour tenter de résoudre le problème. J'ai par exemple soudé des circuits de base avec des potentiomètres pour pouvoir faire varier les valeurs des résistances. Finalement Hamamatsu a résolu le problème en augmentant de $50\ \Omega$ à $100\ \Omega$ les résistances intermédiaires entre les trois dernières dynodes et le pont de résistances (résistances R21, R22 et R23 sur la figure D.6 en annexe). En effet, le pont diviseur suppose que le courant est négligeable en sortie. Avec $50\ \Omega$, l'appel de courant sur les dernières dynodes était trop important, ce qui vidait les condensateurs et écroulait la tension au nœud du pont diviseur concerné. Nous avons renvoyé nos bases à Hamamatsu qui a fait la correction (visible sur la figure 3.18).

J'ai alors pu comparer la linéarité des différentes bases : standard, « tapered » originale et « tapered » corrigée. La mesure utilise une diode électroluminescente fixée en face d'un PM Nucifer dans une boîte noire, et un jeu de filtres étalonnés placé devant la diode pour faire varier la quantité de lumière collectée par le PM. La mesure est donc relative par rapport à la lumière reçue lorsque la lumière de la diode est directe. Les résultats présentés figure 3.19 montrent que la base standard n'a pas une linéarité suffisante, et que la correction sur la base « tapered » préserve la linéarité jusqu'à 200 photoélectrons. Nous avons donc validé le choix des bases et la modification.

3.3.4 Séparation des signaux

Dans Nucifer, la sortie de chaque PM doit être séparée en quatre : une copie va dans la logique de déclenchement, les autres permettant l'enregistrement du temps, de la charge totale et de la charge de la queue de l'impulsion. La charge de la queue est nécessaire pour exploiter la forme des impulsions en plus de leur intégrale (la charge totale), afin de discriminer la particule à l'origine de la scintillation comme expliqué au chapitre 4. Le temps d'arrivée de l'impulsion sur chaque PM peut permettre de remonter au vertex d'interaction, pour par exemple isoler un volume fiduciel ou demander la proximité spatiale en plus de la coïncidence temporelle pour les événements neutrinos.

La première étape dans le traitement des signaux issus des PM est donc leur séparation en quatre. Une séparation naïve (4 fils branchés ensemble) ou résistive (en intercalant une résistance entre le nœud de séparation et les sorties, on assure l'adaptation d'impédance et l'équilibre des sorties) divise l'amplitude du signal en 4. Or l'étalonnage des charges nécessite la détection du photoélectron seul, qui se manifeste par une impulsion de quelques dizaines de millivolts d'amplitude. Il est possible dans une certaine mesure d'augmenter la haute tension pour augmenter le gain des PM et ainsi chercher à obtenir un photoélectron seul détectable même après la division de l'amplitude en 4. Les gains des PM Nucifer peuvent dépasser 10^8 et doublent approximativement tous les 100 V (voir les courbes d'étalonnage en annexe D.5), mais la limite de tension préconisée par le constructeur est de 1650 V. En tenant compte de l'utilisation de bases « tapered », affligées d'un gain inférieur aux bases standards, et de cette limite en gain, la division résistive devient impossible.



FIGURE 3.20 – Séparateur inductif testé pour Nucifer [90].

La première solution envisagée fut l'utilisation de séparateurs inductifs (modèle ZB4PD1-500+ de la compagnie Minicircuits [90], voir figure 3.20), qui ne divisent l'amplitude que par 2 pour 4 voies de sorties. Évidemment, l'impédance de ce type de circuit comporte une composante complexe due aux inductances internes. Malheureusement pour nous, l'interaction entre le séparateur et le module d'intégration des impulsions qui lui comporte des capacités crée un circuit résonnant qui emmagasine une partie de l'énergie de l'impulsion pour la restituer ensuite en sens inverse avec un temps caractéristique long devant la durée d'une impulsion (un exemple est montré figure 3.21). Ce phénomène est équivalent à une remontée temporaire de la ligne de base, et toute impulsion se trouvant dans une telle remontée verra sa charge sous-estimée.

Ce phénomène de résonance dégrade significativement les charges mesurées. L'effet est particulièrement visible sur le piédestal. Pour le calculer, nous intégrons le signal de sortie des PM au hasard ; le résultat devrait être presque toujours l'intégrale de la ligne de base, donc une constante aux variations de mesure près. Comme les impulsions sont négatives, l'intégrale est calculée sur l'inverse du signal et le piédestal est positif après réglage des paramètres d'intégration. Mais la remontée de ligne de base qui suit chaque impulsion fait qu'un nombre significatif des intégrations prises au hasard donnent une charge inférieure à la

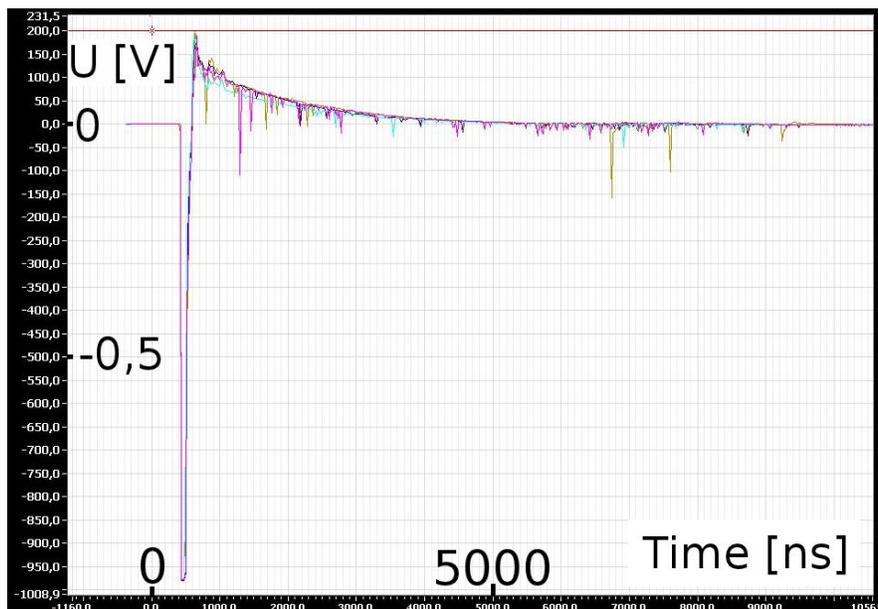


FIGURE 3.21 – Remontée de ligne de base après une impulsion de PM Nucifer. L'impulsion du PM Nucifer est négative, n'est large que de quelques nanosecondes et atteint la saturation de la carte d'acquisition. Elle est suivie par une longue exponentielle décroissante positive.

charge attendue (puisque le signal est temporairement positif), ce qui provoque l'apparition d'une queue à gauche du pic piédestal (figure 3.22a).

Nous avons donc décidé de changer de méthode de séparation pour nous porter sur un séparateur actif, à base d'amplificateurs, conçu et réalisé au SEDI. Comme le signal est amplifié et le gain réglable, la haute tension des PM est ajustable librement tout en assurant la détection du photoélectron seul. Les remontées positives dues aux résonances sont supprimées, ce séparateur actif donne donc entière satisfaction. Il se présente sous la forme d'un boîtier NIM doté de 16 entrées à l'arrière et 3 sorties par voie en face avant. La somme analogique des 16 voies est réalisée en interne et constitue la 49^e sortie, directement disponible pour la logique.

Malheureusement, une autre source de remontée positive a été identifiée : les impulsions qui saturent complètement le PM, dont certaines atteignent plusieurs volts, et qui sont probablement dues aux muons cosmiques qui impactent directement l'ampoule. Dans ce cas, le PM a besoin d'une centaine de microsecondes avant de retrouver l'équilibre, parfois plus. Ces saturations peuvent toutefois être identifiées à l'analyse, ce qui permet d'appliquer un veto d'analyse : tous les événements qui suivent une saturation sont rejetés tant que la durée qui les sépare de la saturation est inférieure à la durée du veto. Une fois le séparateur actif et le veto d'analyse mis en place, le piédestal retrouve la forme attendue, comme le montre la figure 3.22b.

Pour être sûrs de s'affranchir des fluctuations de ligne de base, nous devrions appliquer un veto d'une milliseconde après chaque saturation d'un PM. Pour conserver un temps mort acceptable, sous les 10 %, il faut donc que le taux de saturations reste sous 100 Hz. Dans le cas contraire, il faut diminuer la durée du veto et le piédestal garde alors une faible queue à gauche du pic.

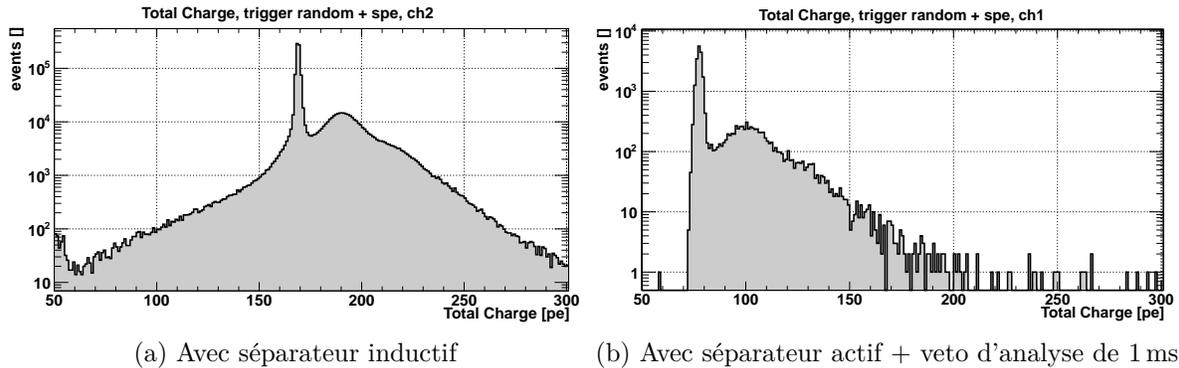


FIGURE 3.22 – **Piédestal de Nucifer.** La bosse qui se trouve une trentaine de canaux après le piédestal est le photoélectron seul. On devine les 2^e et 3^e photoélectrons à plus haute charge. Avec le séparateur inductif, environ 7% des événements ont une charge plus faible que le piédestal.

3.3.5 Numérisation des signaux

Après le séparateur, deux des copies du signal sont retardées à travers leur passage dans le châssis de retard, avant d'atteindre deux convertisseurs analogiques de charges ou QDC (Q étant le symbole de la charge et DC les initiales de « Digital Converter »). Le châssis de retard contient 32 bobines de fil de plus de 15 m permettant d'attendre la décision de la logique de déclenchement avant d'éventuellement procéder à l'intégration. Les QDC 16 voies (modèle V792N de CAEN, voir figure 3.24a) sont commandés par une porte logique au standard NIM : l'intégration commence avec le front descendant de la porte et finit avec le front montant. Une porte de 150 ns est utilisée pour l'intégration de la charge totale, commençant environ 20 ns avant la base de l'impulsion. Ces QDC codent la charge sur 12 bits (soit 4096 canaux), mais toutes les charges qui dépassent 3843 canaux saturent le QDC et sont comptabilisées aléatoirement entre 3844 et 4096. Il existe également une limite basse (vers 40 canaux, mais qui dépend de chaque voie et de ses réglages) en deçà de laquelle la charge est comptabilisée à la valeur de cette limite. La plage utile est donc d'environ 3800 canaux.

Pour la porte de la charge de queue, l'objectif est de décaler son départ de quelques dizaines de nanosecondes par rapport à la porte de la charge totale, pour que l'intégration commence après le pic. Ce décalage est un paramètre qui influe fortement sur l'identification de la particule incidente, nous nous sommes donc laissé la possibilité de le régler sur site. Par défaut il vaut 40 ns. Dans les faits, nous commençons par retarder le signal de 183 ns pour la charge de queue et de 163 ns pour la charge totale. La porte d'intégration de queue est ensuite retardée d'une vingtaine de nanosecondes (réglable).

De légères réflexions entre le PM et le séparateur survenant environ 130 ns après l'impulsion nous font préférer une porte pour la charge de queue qui se termine en même temps que la porte de la charge totale, comme le montre la figure 3.23. L'amplitude de cette réflexion est limitée à moins de 10% de l'impulsion, mais elle est suivie d'une queue positive à décroissance lente qui biaiserait l'intégration. Ce phénomène est dû à l'écart d'impédance entre le PM et le séparateur : le PM a une impédance de sortie de 100 k Ω et le séparateur une impédance d'entrée de 50 Ω . Ce choix d'impédance pour le PM était crucial pour préserver l'amplitude des signaux quand nous travaillions avec des séparateurs inductifs, mais maintenant que nous disposons d'une amplification dans le séparateur, une impédance de sortie de 50 Ω serait plus adaptée pour les PM.

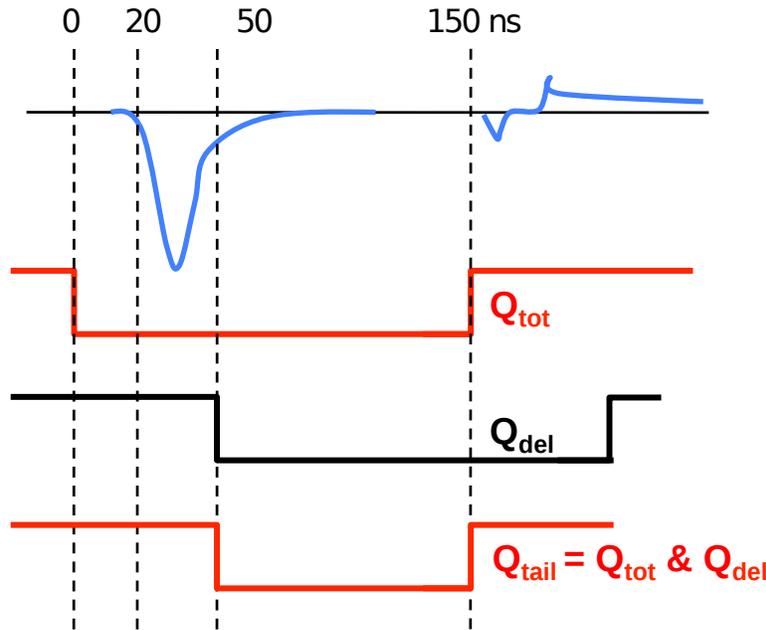


FIGURE 3.23 – Portes d’intégrations par rapport à l’impulsion d’un PM Nucifer. On remarque la réflexion qui suit une impulsion.

La dernière copie du signal part vers un discriminateur à fraction constante ou CFD¹³ (pour « Constant Fraction Discriminator »). Ce CFD (modèle N843 de CAEN) possède 16 voies : la dernière sert pour la somme analogique des 16 PM en sortie du séparateur, et les 15 autres discriminent les 15 premiers PM (le temps du dernier PM n’est donc pas enregistré). Les sorties du CFD vont ensuite directement dans un convertisseur analogique de temps ou TDC (pour « Time Digital Converter »). Ce TDC (modèle V1290A de CAEN, voir figure 3.24b) a 32 voies, ce qui permet d’y ajouter divers signaux logiques en plus des 15 premiers PM et de la somme analogique des PM (liste complète en annexe D.4 et décrite dans la section 3.3.6). Le TDC code les temps sur 21 bits avec une période d’horloge de 25 ps, ce qui occasionne des retours à zéro tous les 51 μ s. La précision est donc excellente, mais il est nécessaire de compter une autre horloge, plus lente, pour les échelles de temps macroscopiques.

Ce TDC a également la capacité de détecter plusieurs coups par événement : lorsqu’il reçoit un signal logique, il cherche tous les fronts descendants au format NIM dans une porte interne dont la durée et la position sont ajustables et fournis par l’ordinateur au moment de l’initialisation du module, et code puis renvoie les temps de tous ces fronts. Un événement TDC (l’arrivée d’une porte logique déclenchant l’enregistrement) peut donc donner lieu pour chaque voie à la donnée d’aucun, d’un ou de plusieurs temps. La porte interne du TDC est par défaut longue de 500 ns et centrée sur la porte de déclenchement.

À ces trois convertisseurs s’ajoute un quatrième module VME d’acquisition, un compteur 32 voies (ou « scaler », modèle V830 de CAEN présenté figure 3.24c). Son rôle est simplement de compter le nombre de portes logiques qui atteignent chacune de ses voies sur 32 bits (soit un entier non signé dans la plupart des langages typés). Si le nombre de portes dépasse

13. Les paramètres du CFD sont les paramètres par défaut pour un PM, la précision sur les temps étant suffisante pour nous sans optimisation particulière.

$2^{32} - 1$, la voie concernée va revenir à zéro. Nous enregistrons grâce au compteur le nombre d’occurrences de 10 signaux logiques (liste complète en annexe D.4 et décrite dans la section 3.3.6, qui laisse 22 voies inutilisées).

La communication entre le châssis VME et l’ordinateur est assurée par un contrôleur dédié, le module V2718 de CAEN (figure 3.24d), à travers une double fibre optique reliée d’une part au contrôleur et d’autre part à une carte PCI installée dans l’ordinateur. Le contrôleur communique à travers le bus VME avec tous les autres modules pour récupérer les données ou transmettre les instructions. Un dernier module VME, un registre modèle V2718 de CAEN (figure 3.24e), permet de générer des portes logiques sur instruction de l’ordinateur pour gérer l’acquisition.

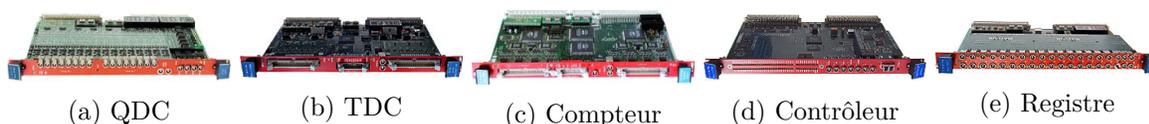


FIGURE 3.24 – Modules VME utilisés dans Nucifer [87]

Un événement résulte de la décision de procéder à un enregistrement, et consiste en l’envoi de portes logiques aux 4 modules VME d’acquisition (les 2 QDC, le TDC et le compteur). Ces quatre modules ont une mémoire interne qui leur permet de stocker 32 événements consécutifs. Lors d’un événement, ils numérisent leurs entrées et mémorisent l’ensemble des données dans leur mémoire interne. L’ordinateur vient périodiquement lire et vider le contenu des mémoires à travers le contrôleur. Un cycle de lecture prend 8 ms environ, pendant lequel les modules peuvent toujours enregistrer des événements. Mais si des événements interviennent alors que les mémoires sont pleines, ils sont perdus. Il faut donc limiter le taux de déclenchement pour s’assurer qu’à tout moment les modules VME puissent enregistrer les événements. Dans la pratique, la saturation des mémoires internes intervient vers 3,2 kHz, point à partir duquel nous mesurons une très forte augmentation du temps mort. Il faut donc chercher à se maintenir à une certaine distance (à optimiser) de cette limite pour ne perdre aucun événement.

3.3.6 Logique de déclenchement

La logique de l’acquisition gère le déclenchement de l’enregistrement et la génération des signaux essentiels à l’étalonnage du détecteur.

Tout d’abord, le déclenchement de l’acquisition pour les événements physiques doit être décidé à partir des signaux des 16 PM. Plusieurs stratégies sont possibles, mais la plus simple a été retenue pour Nucifer : les signaux des PM sont sommés analogiquement et un simple discriminateur sur cette somme détermine le déclenchement ou non, avec un seuil à ajuster entre le rejet du bruit de fond et la conservation des neutrinos à basse énergie. Ensuite, l’acquisition peut être déclenchée par le système d’étalonnage automatique (détails en annexe G.1) qui repose sur les diffuseurs (transparence du liquide), la DEL photoélectron seul (charges en photoélectrons) et les acquisitions aléatoires (piédestal). Enfin, le veto muon peut déclencher l’acquisition dans son premier mode de fonctionnement. Les événements muon et le veto sont alors gérés lors de l’analyse.

Vis-à-vis du déclenchement, nous avons donc 4 possibilités : le déclenchement dit cuve, c’est-à-dire la somme analogique des 16 PM, le déclenchement DEL, le déclenchement aléatoire et le déclenchement veto muon. Chacun d’eux est relié au TDC d’une part, ce qui permet

de savoir à l'analyse pour quelle raison un enregistrement a eu lieu, et au compteur d'autre part, ce qui permet de savoir combien de fois chacun des déclenchements s'est manifesté. Un OU logique est ensuite réalisé sur ces 4 signaux, dont le résultat constitue le déclenchement de l'acquisition proprement dit et est également relié au TDC et au compteur.

Dans son deuxième mode de fonctionnement, le veto muon est dit matériel et bloque l'acquisition pendant un certain temps (typiquement 100 μ s) plutôt que de la déclencher. Dans tous les cas, un seul signal provenant du veto est disponible : les 31 voies passent chacune par une voie de CFD puis un OU logique est appliqué aux 31 sorties (par un « linear Fan In / Fan Out »). L'information disponible est qu'un des modules veto a renvoyé une impulsion qui passe le seuil.

Les fonctions logiques sont ensuite réalisées par un module NIM contenant un circuit logique programmable (de type FPGA), la NIMbox de Wiener [88] (figure 3.25 et circuit interne en annexe D.4). En entrée, la NIMbox dispose des déclenchements cuve, DEL, aléatoire et veto, ainsi que des retours des QDC. En effet, les QDC ont besoin de 4 μ s (valeur constructeur, qui peut varier légèrement) pour intégrer les 16 voies. Pendant ce temps-là, l'acquisition ne doit plus être sollicitée, même si un autre signal de déclenchement arrive, au risque d'ajouter un événement au TDC et pas aux QDC. Le retour des QDC est donc nécessaire pour bloquer l'acquisition, ce qui est réalisé par un ET logique dans la NIMbox entre l'inverse du retour QDC et le déclenchement général. Comme les QDC mettent un certain temps à répondre, la NIMbox se bloque spontanément après avoir envoyé un signal de déclenchement pour attendre le retour QDC et éviter qu'un événement tente de s'intercaler¹⁴.



FIGURE 3.25 – **Module logique programmable NIMbox de Wiener.** Chaque connecteur peut être au choix une entrée ou une sortie [88].

Les sorties de la NIMbox sont les portes à destination des modules VME et 3 signaux logiques particuliers enregistrés par le TDC et le compteur :

- « *déclenchement non-inhibé* » Ce signal est un OU logique entre le veto NIMbox et le déclenchement général. On compte ainsi le nombre de déclenchements effectivement pris en compte. Le veto NIMbox est lui-même un OU logique entre le veto QDC et l'éventuel veto muon. Le nombre de déclenchements non-inhibés doit être égal au nombre d'événements enregistrés lors d'une prise de données.
- « *horloge* » La NIMbox contient une horloge interne de fréquence 10 MHz. Cette fréquence assure qu'au moins un coup d'horloge atteindra le TDC à chaque événement

14. Ce type de configuration est très peu probable, certes, mais un événement intercalé sera vu par le compteur et le TDC mais pas par les QDC, ce qui décale TDC et QDC pour le reste de la prise de données.

puisque celui-ci enregistre tous les coups qui l'atteignent dans une porte de plusieurs centaines de nanosecondes. D'autre part le nombre de créneaux d'horloge enregistré dans le compteur à chaque événement donne le temps à 100 ns près depuis le début de la prise de données.

- « *horloge non-inhibée* » L'horloge non-inhibée est un OU logique entre le veto NIMbox et l'horloge. On compte ainsi le nombre de coups d'horloge effectivement pris en compte. Le nombre de coups d'horloge non-inhibée donne le temps de vie de l'acquisition, et la différence avec l'horloge le temps mort.

Le compteur ne code le nombre de coups que sur 32 bits, ce qui signifie un retour à zéro toutes les 7 minutes à 100 MHz¹⁵. Il faut donc comptabiliser à l'analyse le nombre de retours à zéro. L'horloge donne les temps à 100 ns, mais comme le TDC enregistre les créneaux d'horloge au même titre que les signaux physiques, il est possible de recalibrer les signaux physiques par rapport au dernier coup d'horloge dans le TDC qui précède le déclenchement de l'acquisition (le dernier à avoir été pris en compte par le compteur). On peut donc obtenir un temps absolu par rapport au début de la prise de données à la précision du TDC, soit 25 ps (ce qui n'est pas la résolution en temps, qui ne peut de toute façon descendre sous la nanoseconde à cause du temps de montée de l'impulsion). Comme la date et l'heure sont enregistrés au début et à la fin d'une période d'acquisition, les événements peuvent même être pointés sur le calendrier.

3.3.7 Logiciel d'acquisition

Le logiciel d'acquisition a été écrit spécialement pour Nucifer par Yves Piret, en langage G avec le logiciel Labview à partir des quelques bibliothèques (appelées VI pour « Virtual Instruments » dans Labview) fournis par CAEN pour interagir avec les modules VME. Il se compose en fait de deux parties : la partie d'acquisition proprement dite et la partie de gestion des capteurs environnementaux, séparée pour améliorer la fiabilité du système. Le logiciel d'acquisition gère l'initialisation des modules VME puis leur lecture régulière et l'écriture des données sur disque, les déclenchements aléatoires et des DEL, la conformité des mesures d'environnement avec les limites fixées (en lisant dans la partie capteur) et l'envoi des données vers l'extérieur (voir section 4.1.5). Une interface graphique permet la visualisation des paramètres d'acquisition, des valeurs des capteurs et même de remplir des histogrammes en ligne avec les valeurs des QDC pour les tests (voir figure 3.26).

La prise de données est séparée en blocs indépendants. Lors du lancement de l'acquisition, un premier bloc commence, et il stoppe automatiquement lorsque le volume de données atteint 500 Mo. Un nouveau bloc débute alors, en réinitialisant les modules VME et en ne conservant du bloc précédent que les commentaires rentrés manuellement par l'utilisateur. Trois fichiers sont générés par bloc :

- « *fichier de données* » Ce fichier binaire contient les données issues des modules VME (figure 3.14). Par convention son nom commence par « Run », à quoi s'ajoute l'année sur 4 chiffres, puis le jour de l'année en comptant depuis le 1^{er} janvier sur 3 chiffres, et finalement après un tiret un numéro unique qui s'incrémente à chaque bloc depuis le début de la prise de données à Osiris en avril 2012.
- « *fichier runinfo* » Ce fichier texte enregistre d'abord les informations génériques du bloc telles que date et heure de début et de fin, commentaires entrés par l'utilisateur, fréquence et temps mort instantanés... La fin du fichier est occupée par les différentes

15. Précisément $2^{32} \times 10^{-7} = 7,158 \text{ minutes} = 7 \text{ min } 9,5 \text{ s}$

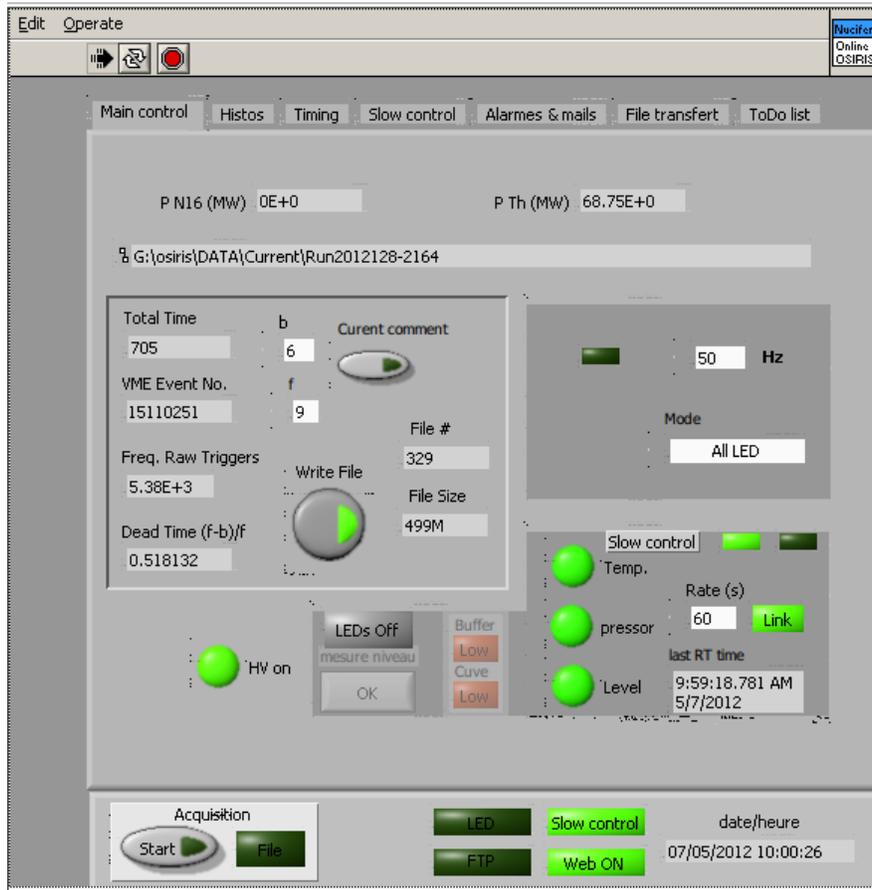


FIGURE 3.26 – **Interface du logiciel d’acquisition de Nucifer.** Cet onglet permet de démarrer les acquisitions et présente l’état général du système, ici en fonctionnement (bloc n° 2164). Les autres onglets visibles sous la barre des tâches affichent respectivement les histogrammes des charges, l’évolution du temps mort et de la fréquence d’acquisition au cours du temps, l’évolution des capteurs environnementaux sur 3 jours, les éventuelles alarmes, l’état des fichiers en attente ou en cours de transfert, et la liste des problèmes ou améliorations à traiter. Cette fenêtre est affichée sur l’ordinateur d’acquisition à Osiris et renvoyée à l’identique en salle de contrôle, grâce à un serveur géré par Labview. Avec un pont sécurisé, il devrait être possible d’avoir accès à cet écran depuis un ordinateur extérieur.

mesures de capteurs environnementaux qui ont eu lieu pendant le bloc, avec en dernière ligne la moyenne des capteurs sur le bloc. Ce fichier prend le nom du fichier binaire avec ajout à la fin de l’expression `__runinfo`.

- « *fichier histos* » Ce fichier texte contient la description en chiffres des histogrammes générés par le logiciel d’acquisition. Ce fichier prend le nom du fichier binaire avec ajout à la fin de l’expression `__histos`. Peu ou pas utilisé.

Chapitre 4

Schéma d'analyse

Nucifer doit mesurer le flux d'antineutrinos électroniques émis par Osiris. Cela nécessite de maîtriser le détecteur pour obtenir les grandeurs d'intérêt (énergie, temps...) et leurs incertitudes, de surveiller l'évolution dans le temps du détecteur et de s'affranchir des bruits de fonds qui parviendront malgré tout à passer les différents blindages.

D'autre part, il est nécessaire de comparer le spectre mesuré à une prédiction de spectre. Un schéma de simulation doit donc être développé pour permettre la prédiction à partir des données physiques et d'exploitation du réacteur.

4.1 Stratégie d'analyse de données

4.1.1 Analyse de données

Comme décrit au chapitre 3, les données brutes contiennent des charges en canaux QDC et des nombres de coups sur le TDC et le compteur. L'analyse débute donc par l'étalonnage des charges en photoélectrons et des temps en microsecondes. Le déploiement de différentes sources permet ensuite l'étalonnage en énergie des charges.

Pour extraire le signal, l'analyse débute par la recherche de paires prompt-retardé, définies par une corrélation en temps et deux gammes d'énergie données. La distribution des paires en fonction de l'écart en temps entre événement prompt et événement retardé doit ensuite montrer une exponentielle décroissante suivie d'un plateau : l'exponentielle est due aux événements corrélés et le plateau aux coïncidences fortuites. Une fois les événements accidentels soustraits des corrélés, il reste à prendre en compte les événements cosmiques, qui peuvent être mesurés lorsque le réacteur est éteint par la même méthode. Cette même soustraction sur les spectres en énergie des événements prompts permet d'obtenir le spectre neutrino.

Pour rejeter davantage de bruit de fond, le veto muon est utilisé pour couper tout événement qui suit un événement veto pendant 100 μ s (de manière matérielle ou logicielle). Les signaux de neutrons rapides peuvent également être discriminés dans une certaine mesure par la queue de leur impulsion, donnée par le second QDC. Enfin, le barycentre des charges peut être utilisé pour demander une corrélation spatiale entre prompt et retardé, ou pour rejeter la couronne externe du détecteur où le bruit de fond est a priori plus important. Un grand nombre de paramètres est donc à optimiser pour obtenir le meilleur rapport signal sur bruit.

Enfin, le suivi de la réponse du détecteur à des sollicitations connues comme le photoélectron seul, les DEL ou les sources doit permettre la correction d'éventuelles dérives, qu'elles proviennent du liquide scintillant, des PM ou de l'acquisition.

La suite logicielle que j'ai développée vise à permettre la réalisation pratique de ces opérations de façon efficace en temps de calcul, espace mémoire et effort de programmation. Les chapitres 6 et 7 reposent sur l'utilisation de cette suite.

4.1.2 Suite logicielle d'analyse

Pour procéder à l'analyse, j'ai donc mis en place 3 étapes, présenté figure 4.1. D'abord, un premier programme appelé **decoder** traduit les données binaires dont le format est imposé par les modules VME en données au format ROOT [91], un autre format binaire mais compressé et beaucoup plus efficace lors de l'analyse. Le fichier ROOT de sortie du **decoder** est donc une copie des données brutes, sans perte ni ajout d'information. Ensuite, un deuxième programme appelé **firstpass** procure une analyse automatique qui vise principalement à calibrer les temps en microsecondes et les charges en photoélectrons. Ce programme ajoute des données au fichier ROOT créé par le **decoder** et génère deux figures de contrôle au format Portable Document File (PDF). Finalement, un troisième programme appelé **analyzer** fait l'analyse proprement dite en relisant un ou des fichiers ROOT. Un point crucial dans ce schéma est le format des données ROOT qui sous-tend toute la suite.

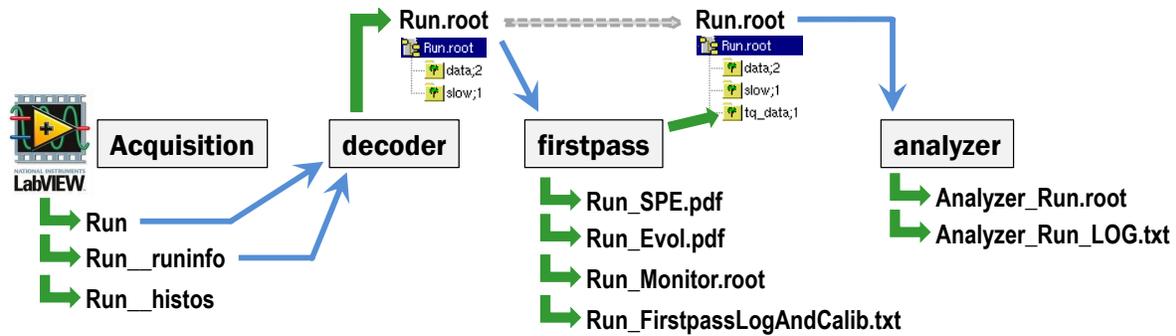


FIGURE 4.1 – Chaîne d'analyse de Nucifer.

4.1.3 Format de données et décodage des données binaires

Dans Nucifer, le format de données est défini par des classes dérivant de classes ROOT [91] dont le rôle est de contenir les données. La lecture et l'écriture dans un fichier ROOT est ensuite totalement transparente à l'utilisation. Plus de détails sont fournis en annexe G.2.

Pour les données, une implémentation intéressante est la structure arborescente. Un tel arbre est constitué de branches (sans limite de nombre ni de complexité) et ultimement de feuilles, ces dernières représentant effectivement les données. Cette structure permet la lecture non séquentielle du fichier en se concentrant sur une ou plusieurs branches. Les données sont aussi naturellement organisées. Lors de l'écriture, le format arborescent est répété à chaque nouvel événement ; la lecture est donc naturellement réalisée par une boucle sur les événements.

Un point important est la compatibilité du format de données avec la simulation du détecteur. Des classes sont définies spécifiquement pour les données brutes et pour les informations purement simulées (type et énergie de la particule incidente par exemple), mais les données finales sont au même format pour les deux sources. La simulation crée directement deux arbres, appelés « NCF » et « TQ_NCF ». Pour les données expérimentales, le **decoder** crée

un premier arbre appelé « data », qui comprend la traduction des données binaires brutes. Le `firstpass` ajoute un second arbre appelé « tq_data », ce qui signifie temps (T) et charge (Q).

Les conteneurs de données Nucifer sont les classes suivantes, qui proposent en plus des données des méthodes d'accès :

- *MCInfo* (simulation seulement) : informations Monte-Carlo pures (particule, vertex, impulsion, énergie déposée, temps) ;
- *TruthTQInfo* (simulation seulement) : stockage des photoélectrons arrivant sur chaque PM ;
- *EventHeader* (données seulement) : description des blocs de données binaires trouvés en en-tête de chaque événement dans les données brutes ;
- *RawInfo* (données seulement) : valeurs renvoyées par les modules VME, incluant deux tableaux de 16 charges, un tableau de 32 tableaux de temps (puisque le TDC peut enregistrer plusieurs temps par voie et par événement) et un tableau de 10 compteurs ;
- *TQInfo* : reconstruction des charges et temps pour chaque PM (à travers la modélisation de l'électronique dans la simulation) en photoélectrons et microsecondes ;
- *RepInfo* : données reconstruites au niveau du détecteur, comme la somme des charges sur les 16 PM en photoélectrons, le temps de l'événement, le nombre de PM saturés et la description du déclenchement.

Les données *TQInfo* ne sont plus sauvegardées dans les données pour gagner en volume (fichiers ROOT 36 % plus petits). Il est possible de recalculer aisément ces données à partir des données brutes et des paramètres d'étalonnage.

Deux classes supplémentaires stockent des informations propres à toute prise de données, indépendantes de la succession des événements. Ces classes sont ajoutées en tant qu'informations utilisateur (*UserInfo*) dans l'en-tête de l'arbre :

- *RunInfo* : Cette classe est remplie par le `decoder` à partir du fichier `runinfo`. Elle contient les commentaires et les paramètres de la prise de données.
- *Calibration* : Cette classe est issue du `firstpass`, et contient les paramètres qui permettent de passer des canaux QDC aux photoélectrons voie par voie.

Enfin, la classe *SlowControl* stocke les données des capteurs environnementaux. Un petit arbre (une mesure toutes les 10 min) est ajouté à coté de l'arbre « data » par le `decoder`.

4.1.4 Analyse automatique et analyse finale

L'analyse de données se décompose en deux phases. La première étape, assurée par le `firstpass`, est automatisée et vise à fournir des temps en microsecondes depuis le début du bloc de la prise de données et des charges en photoélectrons. La seconde, réalisée grâce à l'`analyzer`, est l'analyse de données proprement dite que l'utilisateur doit définir.

Ces deux codes partagent des algorithmes communs dérivant de la classe `Algo`, qui comprend 3 méthodes principales : initialisation, traitement d'un événement et finalisation, qui sont appelées respectivement avant, pendant et après la boucle sur les événements lors de l'analyse. Typiquement, les histogrammes sont créés à l'initialisation, remplis au traitement et mis en forme et écrits lors de la finalisation. Cette conception modulaire permet un maintien et un développement plus aisé et un partage du code. Il est par exemple possible de tester la méthode d'étalonnage des charges par ajustement du photoélectron seul dans l'`analyzer` exactement de la même façon que dans le `firstpass`.

L'analyse automatique nécessite deux passages sur les données. Le premier permet de

remplir les histogrammes de piédestaux (déclenchement aléatoire) et de photoélectron seuls (DEL éponyme). Le gain est une propriété du PM mais le piédestal est une propriété de chaque voie de QDC, donc le gain n'est calculé que pour les voies du premier QDC alors que les piédestaux le sont pour les voies de chacun des deux QDC. On remplit donc les histogrammes de chaque voie du premier QDC avec les événements aléatoires et les événements de DEL photoélectron et on ajuste le tout avec une fonction complexe (16 paramètres, contenant entre autre une gaussienne pour le piédestal et pour chaque photoélectron), alors que les histogrammes de chaque voie du second QDC ne sont remplis qu'avec les événements aléatoires et ajustés par une gaussienne. Le processus donne finalement la position et la largeur des piédestaux et les gains (définis par la distance entre piédestal et bosse du photoélectron seul).

Un deuxième passage sur les données permet de calculer et d'écrire les charges en photoélectrons corrigées du piédestal pour toutes les voies et donc pour le détecteur. Le temps de l'événement (donné par le comptage des créneaux d'horloges corrigé du TDC), la description du déclenchement et le nombre de PM saturés sont également écrits à cette étape.

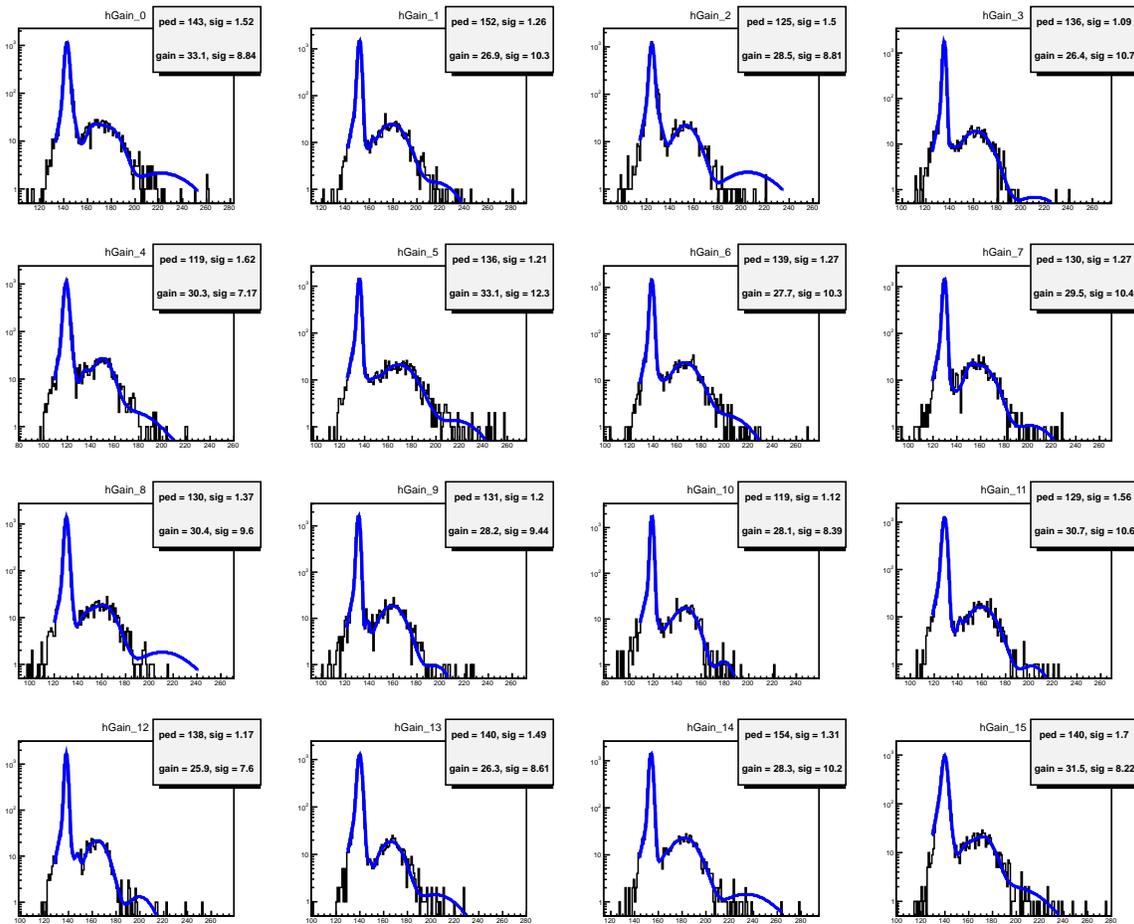


FIGURE 4.2 – Figures de contrôle photoélectron seul fournies par l'analyse automatique. Bloc de données n° 4000. Comme le bloc n'a duré que 13,8 min et que la fréquence de chaque combinaison de DEL est limitée à 5 Hz (hors temps mort), la statistique est limitée, notamment pour le second photoélectron. Les vallées entre piédestal et photoélectron seul montrent donc une grande diversité de comportement, mais les deux pics d'intérêt restent bien ajustés.

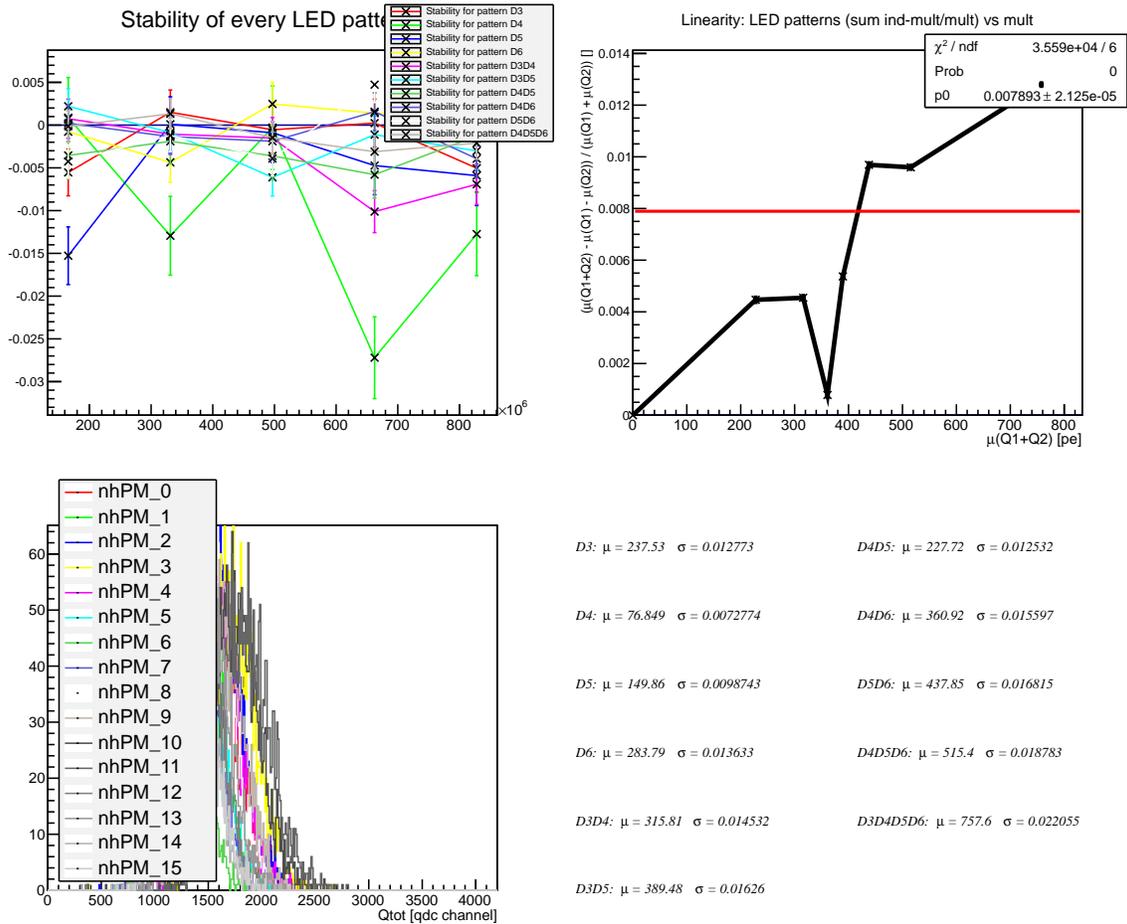


FIGURE 4.3 – Figures de contrôle DEL fournies par l’analyse automatique. Bloc de données n° 4000.

L’ajustement automatique des histogrammes piédestal et photoélectron seul est un processus difficile qui peut échouer et donner des paramètres aberrants. Le `firstpass` génère donc une figure au format PDF qui permet d’apprécier la qualité de l’étalonnage en charge (voir figure 4.3). Pour évaluer la qualité du bloc analysé, une seconde figure est aussi générée qui présente la linéarité des DEL, l’évolution de la position des pics DEL dans le temps, la distance à la saturation des DEL et les paramètres issus de l’ajustement de chaque pic DEL (voir figure 4.2). Ces figures (et quelques autres présentant de manière plus détaillée les DEL) sont également sauvegardées dans un fichier ROOT reprenant le nom du bloc et terminé par `_Monitor.root`. Les valeurs des paramètres sont écrites à part dans un fichier texte, où se retrouvent donc l’étalonnage, la position des DEL, des taux de détection et le temps mort.

L’`analyzer` est conçu à l’origine pour grouper en un seul code toutes les analyses disparates que j’avais pu accumuler. Il réalise aujourd’hui toutes les analyses finales, tant pour les données expérimentales que simulées, grâce à sa conception modulaire et à la longue liste de modules et d’options (voir en annexe G.2 la liste des `Algos` disponibles et le message renvoyé lorsqu’aucun argument n’est donné qui décrit les possibilités de ce code). Une analyse peut demander un nombre quelconque des `Algo` déjà programmés, et la plupart des analyses sont déjà traitées par un `Algo` déjà existant et partagé entre tous les utilisateurs. Il existe aussi un

Algo vide qui permet de créer et remplir simplement un nouvel histogramme pour démarrer une nouvelle analyse et des Algo réservés à un utilisateur (et qui prend le nom de l'utilisateur en question). Enfin, l'analyser peut soustraire un bruit de fond à un jeu de données pour faire apparaître une source d'étalonnage, en deux passes successives.

4.1.5 Transfert et traitement des données

L'ordinateur d'acquisition Nucifer est connecté au réseau Osiris, lui-même partie du réseau intranet INTRA du CEA Saclay. Depuis le réseau Osiris, il n'est possible d'envoyer les données qu'à l'intérieur d'INTRA pour des raisons de sécurité. Or la destination finale des données est le Centre de Calcul de l'IN2P3 (CCIN2P3), situé à Lyon. Nous avons donc installé une station de contrôle au CEA reliée au réseau INTRA pour faire l'intermédiaire. Pour le suivi des données et le partage d'informations dans la collaboration, un serveur de l'IRFU héberge un cahier d'expérience virtuel appelé ELOG. Les détails techniques sont fournis en annexe G.2.

Une fois qu'un bloc de données est terminé, l'ordinateur d'acquisition se charge d'initier le transfert vers la station. Le premier fichier transféré est le fichier `histos`, suivi du fichier binaire de données et finalement du fichier `runinfo`. Sur la station, cet ordre d'arrivée permet de savoir qu'un transfert est en cours ou terminé car les deux fichiers textes sont très petits et donc instantanément copiés. Un courriel est également envoyé à ELOG pour signaler qu'un bloc est terminé et copié sur la station.

J'ai ensuite mis en place l'architecture et les outils d'analyse automatique et de transfert des données. La station procède au décodage et à la première analyse automatique des blocs au fur et à mesure de leur arrivée, grâce à une tâche lancée tous les quarts d'heure. Au passage, un courriel contenant les figures de contrôle est envoyé à ELOG pour que l'entrée du bloc de données présente ces figures, très utiles pour diagnostiquer un problème.

En parallèle, un autre script cherche les nouveaux fichiers `ROOT`, et copie au CCIN2P3 l'ensemble des fichiers issus de la prise de données. Les fichiers sont à cette étape stockés sur un espace de stockage sur disque dur, non sécurisé. L'expérience Nucifer y dispose de 15 To, ce qui permet à la fois de garder les fichiers bruts par sécurité et d'y réaliser nos analyses sur les fichiers `ROOT`. Enfin, un dernier script (à lancer manuellement) se charge d'archiver les données brutes jour par jour sur un espace de stockage de masse sur bande magnétique qui assure ici la redondance de sécurité.

Le volume de données croît vite lorsque le taux de déclenchement atteint le kilohertz, avec un bloc de 500 Mo toutes les 12 minutes à 2,8 kHz, ce qui totalise environ 60 Go par jour. Un taux de déclenchement plus faible diminue le volume de données, mais oblige à remonter le seuil, et un taux de déclenchement plus élevé pose des problèmes de temps mort, nous prévoyons donc de fonctionner dans cette gamme de fréquence. Il faut alors périodiquement effacer les données du disque dur de l'ordinateur d'acquisition et de la station.

4.1.6 Cahier d'expérience virtuel ELOG

ELOG permet d'abord de partager documents et contributions dans toute la collaboration, grâce à un mécanisme simple de création de page capable de supporter images et texte mis en forme.

Ensuite, ELOG reçoit et traite les courriels de la chaîne d'analyse automatique. Le premier courriel, envoyé par l'ordinateur d'acquisition, déclare la fin d'un bloc de données et crée

l'entrée correspondante. Le second ajoute les figures de contrôle. Le troisième confirme que les données ont été copiées au CCIN2P3 et met à jour le statut du bloc. Cet outil permet de suivre l'avancement de la prise de données et sa qualité.

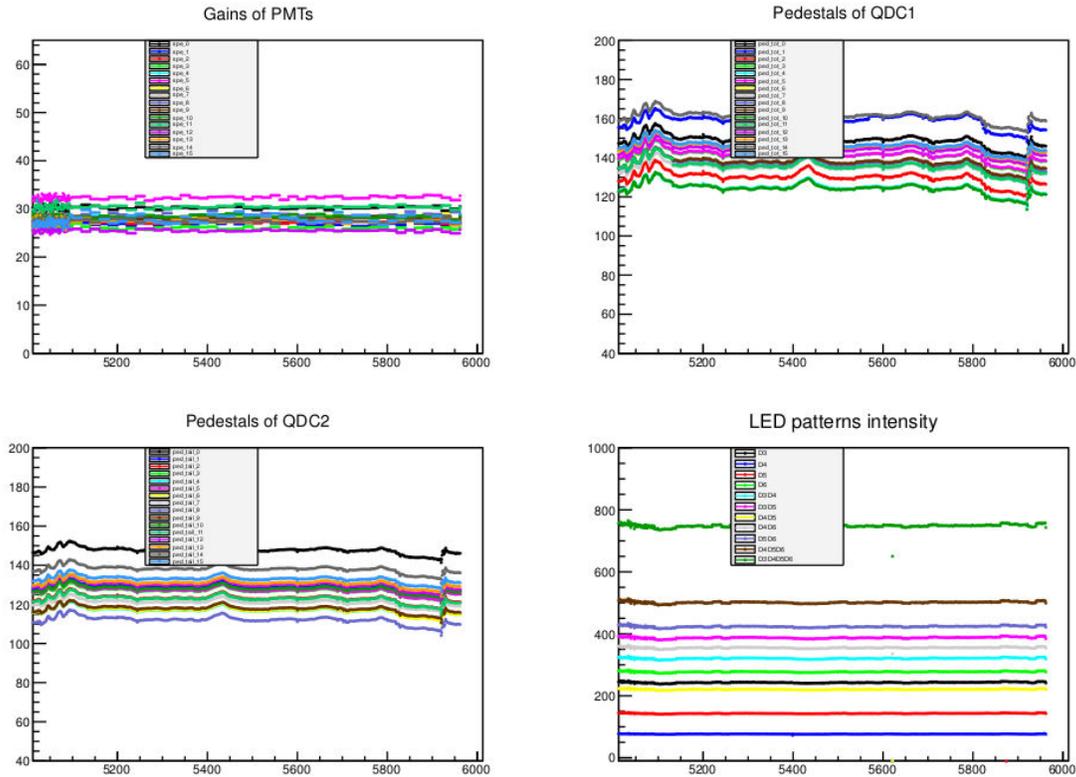


FIGURE 4.4 – **Figure de résumé de l'évolution de l'acquisition sur les 1000 derniers blocs de données.** L'ordonnée est en photoélectrons et l'abscisse est le numéro de bloc.

Pour contrôler la stabilité du détecteur sur de grandes échelles de temps (plusieurs centaines de blocs), j'ai écrit un dernier script qui analyse les fichiers `runinfo` et les fichiers textes du `firstpass` et produit 3 bases de données sous forme de fichiers textes (ou les met à jour si elles existent). Le premier de ces fichiers met simplement en correspondance le numéro unique de bloc avec le commentaire rentré lors du lancement de la prise de données, pour avoir un moyen rapide d'identifier un bloc. Le second fichier regroupe les informations de capteurs environnementaux dans un fichier texte avec un format adapté à la méthode ROOT de création directe d'arbre. Il devient alors très facile de tracer l'évolution des valeurs des capteurs. Le troisième fichier regroupe un maximum d'informations par bloc, toujours au format adapté à la création directe d'arbre : étalonnage (piédestal et gain de toutes les voies), DEL (position et largeur des pics de tous les cas), paramètres d'acquisition (fréquence, temps mort, seuil...) et moyenne des capteurs environnementaux sur le bloc.

Ce dernier fichier est immédiatement transformé en arbre et analysé par un code dédié appelé `firstpass_evolution`. Une seule figure est générée (par exemple la figure 4.4), mais qui résume les informations primordiales sur les 1000 derniers blocs : évolution des gains des 16 PM, évolution des piédestaux des 16 voies de chaque QDC et évolution de la position du pic de chaque combinaison de DEL.

4.2 Simulation de la propagation à la détection

4.2.1 Schéma de simulation

Face à l'analyse de données, la simulation doit permettre de prédire le taux de neutrinos attendus. Le réacteur est essentiellement caractérisé par sa puissance thermique, mesurée en continu et enregistrée toutes les 10 min en même temps que les capteurs environnementaux. Pour prendre en compte la composition du combustible et donc les différences de spectres neutrinos en fonction de l'isotope fissionné, il est nécessaire de passer par une simulation réacteur. Celle-ci doit aussi permettre de corriger la distance de propagation moyenne des neutrinos en fonction d'un éventuel déplacement du barycentre des fissions. Le groupe de Subatech est en charge de la simulation du cœur avec le code MURE, et le SERMA se charge depuis l'été 2012 de calculs complémentaires et de comparaisons avec le code Tripoli4 (voir section 4.2.3).

Il faut ensuite propager les neutrinos du réacteur jusqu'au détecteur, à partir de la distribution des fissions et en tenant compte de la diminution du flux avec la distance. J'ai écrit le code NuMC pour réaliser cette propagation. Les erreurs sur le spectre neutrino et leurs corrélations sont également propagées.

Enfin, l'interaction des neutrinos dans la cuve doit être simulée pour estimer l'efficacité de détection, grâce au code GEANT4 (voir section 4.4.1). La simulation du détecteur doit nécessairement être validée par des expériences spécifiques, typiquement le déploiement de nos sources radioactives en différents points du détecteur, donc dans le tube d'étalonnage et à l'extérieur contre la cuve.

4.2.2 Taux de détection théorique

Source et détecteur ponctuels

Dans le cas d'un détecteur et d'une source ponctuelle, le taux de détection $\tau_{\bar{\nu}}$ s'écrit simplement :

$$\tau_{\bar{\nu}} = \int_0^{E_S} \phi_{\bar{\nu}_e}(E) \mathcal{N}_p \sigma_{\bar{\nu}_e}(E) \varepsilon(E) dE \quad (4.1)$$

avec :

- $\tau_{\bar{\nu}_e}(t)$ [s^{-1}] le taux de détection d'antineutrinos électroniques théorique ;
- E_S [MeV] l'énergie supérieure des neutrinos détectables ;
- $\phi_{\bar{\nu}_e}(E)$ [$m^{-2}.s^{-1}.MeV^{-1}$] le flux $\bar{\nu}_e$ au niveau du détecteur en fonction de l'énergie ;
- \mathcal{N}_p [] le nombre de protons (notés p) dans le détecteur ;
- $\sigma_{\bar{\nu}_e}(E)$ [m^2] la section efficace microscopique de la réaction β inverse en fonction de l'énergie ;
- $\varepsilon(E)$ [] l'efficacité de détection globale en fonction de l'énergie.

Dans ce cas, le détecteur n'est caractérisé que par une efficacité globale, éventuellement dépendante de l'énergie, et par le produit nombre de particules cibles (ici les protons) par section efficace.

Calculons d'abord le flux neutrino incident $\phi_{\bar{\nu}_e}(E)$. Le chapitre 2 a montré que dans le cas général 4 isotopes participent significativement à la puissance d'un réacteur, à savoir ^{235}U , ^{238}U , le ^{239}Pu et le ^{241}Pu . Le spectre émis au niveau du cœur est donc d'abord la superposition des spectres de ces 4 isotopes, pondérés par leur proportion dans le nombre

total de fissions :

$$S_c(E) = \sum_{k \in \{^{235}\text{U}, ^{238}\text{U}, ^{239}\text{Pu}, ^{241}\text{Pu}\}} \alpha_k S_k(E) \quad (4.2)$$

avec :

- α_k [] la proportion de fission due à l'isotope k ;
- S_c [$\bar{\nu}_e$.fission $^{-1}$.MeV $^{-1}$] le spectre antineutrino émis par le cœur en fonction de l'énergie ;
- $S_k(E)$ [$\bar{\nu}_e$.fission $^{-1}$.MeV $^{-1}$] le spectre antineutrino de l'isotope k en fonction de l'énergie.

Dans la suite, l'indice k référera toujours aux 4 isotopes, qui seront omis pour simplifier les expressions.

Les spectres $S_k(E)$ sont généralement pris à un temps d'irradiation de référence donné (12 h ou 36 h), et corrigés des effets hors équilibres a posteriori. Les α_k sont déterminés à partir des taux de fissions par isotopes $\tau_{\text{fiss},k}$:

$$\alpha_k = \tau_{\text{fiss},k} / \sum_k \tau_{\text{fiss},k} \quad (4.3)$$

La conversion des mesures électrons en spectre neutrino aboutit à des spectres en anti-neutrinos par fission et par unité d'énergie. Il faut maintenant normaliser ces spectres avec le taux de fissions dans le cœur :

$$\mathcal{T}_{\text{fission}} = \frac{P_{\text{th}}}{\langle E_{\text{fission}} \rangle} \quad (4.4)$$

avec :

- $\mathcal{T}_{\text{fission}}$ [fission.s $^{-1}$] le taux de fissions ;
- P_{th} [W \leftrightarrow J.s $^{-1}$] la puissance thermique ;
- $\langle E_{\text{fission}} \rangle$ [J.fission $^{-1}$] l'énergie moyenne libérée par fission.

Cette énergie s'exprime à partir des 4 isotopes principaux par :

$$\langle E_{\text{fission}} \rangle = \sum_k \alpha_k E_k \quad (4.5)$$

avec E_k [MeV] l'énergie libérée par la fission de l'isotope k .

Le flux neutrino incident est donc, avec L la distance entre le cœur et le détecteur :

$$\phi_{\bar{\nu}_e}(E) = \frac{1}{4\pi L^2} \frac{P_{\text{th}}}{\sum_k \alpha_k E_k} \sum_k \alpha_k S_k(E) \quad (4.6)$$

et le taux de détection devient :

$$\tau_{\bar{\nu}_e} = \frac{\mathcal{N}_p}{4\pi L^2} \frac{P_{\text{th}}}{\sum_k \alpha_k E_k} \sum_k \alpha_k \int_0^{E_S} S_k(E) \sigma_{\bar{\nu}_e}(E) \varepsilon(E) dE \quad (4.7)$$

En prenant une efficacité globale indépendante de l'énergie, il vient :

$$\tau_{\bar{\nu}_e} = \frac{\mathcal{N}_p \varepsilon}{4\pi L^2} \frac{P_{\text{th}}}{\sum_k \alpha_k E_k} \sum_k \alpha_k \tau_{k,\bar{\nu}_e} = \Phi_{\bar{\nu}_e} \frac{1}{4\pi L^2} \mathcal{N}_p \varepsilon \quad (4.8)$$

$$\text{avec : } \tau_{k,\bar{\nu}_e} = \int_0^{E_S} S_k(E) \sigma_{\bar{\nu}_e}(E) dE \quad (4.9)$$

$$\text{et : } \Phi_{\bar{\nu}_e} = \sum_k \alpha_k \tau_{k,\bar{\nu}_e} \frac{P_{\text{th}}(t)}{\sum_k \alpha_k(t) E_k} \quad (4.10)$$

où $\tau_{k,\bar{\nu}_e}$ est la convolution de la section efficace par le spectre neutrino (souvent appelée section efficace par fission), une quantité connue et indépendante du réacteur, et $\Phi_{\bar{\nu}_e}$ est le terme source représentant le réacteur. Cette dernière expression est intéressante car elle permet un calcul analytique du nombre de neutrinos attendus dans le cas d'une source et d'un détecteur ponctuels.

Source et détecteur étendus

Mais Nucifer est trop proche du réacteur pour pouvoir négliger l'extension spatiale du réacteur et du détecteur et se limiter au cas précédent. Comme le flux neutrino ne subit pas d'atténuation dans la matière¹, il faut alors prendre en compte la possibilité d'interaction en tout point du détecteur selon l'épaisseur traversée et la décroissance du flux en l'inverse de la distance carrée.

Pour prendre en compte l'extension spatiale du détecteur, il faut intégrer la densité de protons sur tout le détecteur depuis la source. Comme le volume cible de Nucifer est un liquide homogène, la densité de protons est constante et le facteur géométrique devient :

$$\theta(\vec{r}_c^\lambda) = \frac{\eta_p}{4\pi} \iiint_{\mathcal{V}_d} \frac{d^3\vec{r}_d^\lambda}{(\vec{r}_d^\lambda - \vec{r}_c^\lambda)^2} \sim \frac{\mathcal{N}_p}{4\pi L^2} \quad (4.11)$$

avec :

- $\theta(\vec{r}_c^\lambda)$ [$p.m^{-2}$] le facteur géométrique d'interception par les protons cibles du flux anti-neutrino pour une source ponctuelle ;
- \vec{r}_c^λ [m] un point du cœur ;
- \vec{r}_d^λ [m] un point du détecteur ;
- \mathcal{V}_d [m^3] le volume du détecteur ;
- η_p [$p^{-1}.m^{-3}$] la densité de protons, avec $\eta_p = \mathcal{N}_p/\mathcal{V}_d$;

Pour prendre en compte l'extension spatiale du réacteur, nous faisons ici l'hypothèse que la distribution spatiale des fissions des 4 isotopes sont identiques. Cette approximation est justifiée par le fait que les fissions, quel que soit le noyau, suivent exactement la distribution du flux neutronique dans le cœur. Il vient alors :

$$\Theta = \frac{\eta_p}{4\pi} \iiint_{\mathcal{V}_c} \Psi_f(\vec{r}_c^\lambda) \iiint_{\mathcal{V}_d} \frac{d^3\vec{r}_d^\lambda}{(\vec{r}_d^\lambda - \vec{r}_c^\lambda)^2} d^3\vec{r}_c^\lambda \quad (4.12)$$

$$= \frac{\eta_p}{4\pi} \iiint_{\mathcal{V}_c} \Psi_f(\vec{r}_c^\lambda) \theta(\vec{r}_c^\lambda) d^3\vec{r}_c^\lambda \sim \frac{\mathcal{N}_p}{4\pi L^2} \quad (4.13)$$

avec :

- Θ [$p.m^{-2}$] le facteur géométrique d'interception par les protons cibles du flux antineutrino émis par le cœur ;
- $\Psi_f(\vec{r}_c^\lambda)$ [m^{-3}] la densité de fission dans le cœur normalisée à une fission ;
- \mathcal{V}_c [m^3] le volume du cœur.

1. Pour les expériences terrestres. Le cas peut se présenter en astronomie (supernovæ de type II par exemple) ou pour les neutrinos aux plus hautes énergies (la Terre est opaque aux neutrinos de plus de 10^{18} eV).

Le taux de détection théorique dans Nucifer est donc :

$$\tau_{\bar{\nu}_e}(t) = \frac{P_{\text{th}}(t)}{\sum_k \alpha_k(t) E_k} \sum_k \alpha_k(t) \int_0^{E_S} \eta_p \sigma_{\bar{\nu}_e}(E) S_k(E) \iiint_{\mathcal{V}_c} \Psi_f(t, \vec{r}_c) \iiint_{\mathcal{V}_d} \frac{\varepsilon(E, \vec{r}_d)}{4\pi (\vec{r}_d - \vec{r}_c)^2} d^3\vec{r}_d d^3\vec{r}_c dE \quad (4.14)$$

Remarquons que par rapport au cas de l'approximation d'une source et d'un détecteur ponctuels, les dimensions ajoutent leurs incertitudes. En particulier, le volume du détecteur rentre directement en compte dans le calcul de η_p , alors que dans le cas ponctuel le nombre de protons, qui peut être précisément maîtrisé par une mesure de masse et une spectroscopie de masse, intervient sans le volume.

L'expression 4.14 n'est évidemment pas calculable analytiquement, nous avons donc dû mettre en place une architecture numérique pour la résoudre. Dans Nucifer, l'efficacité est évaluée séparément par une simulation dédiée, avec le code GEANT4. Dans un premier temps, l'efficacité est évaluée de façon globale en simulant des particules tirées uniformément en énergie et en position. Dans un second temps, nous utilisons NuMC pour générer des listes d'événements à simuler dans GEANT4 afin de tenir compte des corrélations de l'efficacité avec la position de l'interaction et l'énergie. Dans les deux cas, l'efficacité peut être factorisée dans l'équation 4.14. Le facteur géométrique Θ peut donc être calculé indépendamment, et le taux de détection devient simplement :

$$\tau_{\bar{\nu}_e}(t) = \Phi_{\bar{\nu}_e} \times \Theta \times \varepsilon \quad (4.15)$$

Dès lors, l'intégration de l'équation 4.14 est séparée en plusieurs phases successives, clairement apparentes ici :

- MURE ou Tripoli-4 simulent le cœur et fournissent la distribution des fissions et les proportions de fission par isotopes, permettant de calculer $\Phi_{\bar{\nu}_e}$ avec les données publiées (énergie par fission et spectres antineutrinos) ;
- NuMC permet de calculer le facteur géométrique Θ , à partir de la distribution des fissions ;
- GEANT4 simule le détecteur, et le tir de neutrinos à partir de la sortie de NuMC permet la prise en compte de l'efficacité en fonction de l'énergie et de la géométrie fine du détecteur.

Enfin, il ne s'agit pas d'obtenir uniquement le taux de détection mais aussi le spectre attendu, avec ses incertitudes. Pour cela, nous calculons en fait le spectre en énergie pendant toutes les étapes, en propageant les erreurs à travers la matrice de corrélation du spectre.

4.2.3 Simulation MURE du réacteur

Dans la prédiction du taux de détection de Nucifer, le terme source est au premier ordre proportionnel à la puissance thermique. Avec un réacteur asymétrique comme Osiris et la proximité de Nucifer, la distribution spatiale des fissions dans le cœur intervient significativement dans le taux de détection théorique à travers le facteur géométrique Θ . Des corrections dynamiques sont aussi à prendre en compte : le pilotage du réacteur modifie la répartition des fissions au cours du cycle et le combustible évolue avec le temps (apparition de plutonium diminuant le nombre de neutrinos émis... voir chapitre 2).

Pour connaître les taux de fissions par isotope et leur répartition spatiale au cours du temps, une simulation réacteur est nécessaire. L'équipe de Subatech se charge de ces calculs

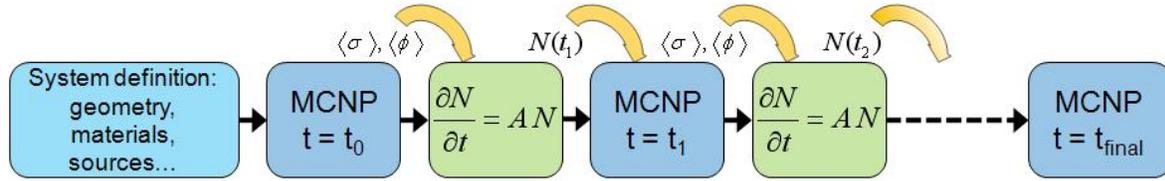


FIGURE 4.5 – Principe de fonctionnement de mure

avec MURE, un code de type Monte Carlo 3D évoluant [92, 93]. Cette catégorie récente de simulation couple un code Monte Carlo 3D classique, qui approche le résultat par une moyenne sur un grand nombre de tirages aléatoires, avec un solveur du système d'équation linéaire de Bateman qui régit l'évolution du combustible. Le processus est itératif (figure 4.5) : une simulation Monte Carlo du cœur donne le flux neutronique et les sections efficaces à un instant donné, puis un calcul d'évolution du combustible sous ce flux donne la composition du combustible après un pas de temps donné pour un nouveau calcul Monte Carlo du cœur. . .

En entrée du code se trouvent les données nucléaires et la géométrie complète du réacteur (ce qui comprend la composition des matériaux, et donc le plan de chargement). Si la géométrie évolue, typiquement par mouvement des barres de contrôle, il faut mettre à jour la géométrie à chaque itération. Le calcul Monte Carlo est ensuite normalisé avec l'historique de la puissance avant d'entrer dans le calcul d'évolution.

Dans MURE, le code Monte Carlo est MCNP², développé et validé depuis de nombreuses années par le laboratoire national de Los Alamos [94] (« Los Alamos National Laboratory » ou LANL, Nouveau Mexique, États-Unis d'Amérique). MCNP est encapsulé dans un code chargé de l'évolution et de simplifier l'interface. MURE permet donc de s'attaquer à toutes les corrections nécessaires pour maîtriser le taux de détection dans Nucifer, en simulant la répartition spatiale 3D des taux de fissions au cours du temps. Subatech a d'ailleurs utilisé MURE pour prédire les taux de neutrinos dans l'expérience Double Chooz [39], mais pour Nucifer l'étude est encore en cours en juillet 2012.

Le SERMA va travailler avec un autre code de type Monte Carlo évoluant, Tripoli-4D [95], sur l'évolution du cœur et la propagation des bruits de fond réacteurs.

4.3 Simulation NuMC de la propagation

4.3.1 Calcul du facteur géométrique

Pour prendre en compte l'extension spatiale et les effets de bord de Nucifer, nous avons cherché à calculer le taux de neutrino attendu dans sa forme la plus générale possible. J'ai donc écrit le code « NuMC³ » pour simuler la propagation des neutrinos du réacteur au détecteur par la méthode de Monte Carlo. Ce code n'est pas limité à l'étude de Nucifer à Osiris, d'autres réacteurs et détecteurs ont été implémentés. Enfin, NuMC s'est développé vers la propagation des spectres, des erreurs et de leurs corrélations (stage de Quentin Herbaut [96]), ce qui lui permet de fournir le spectre attendu final avec ses incertitudes.

Le premier mode de NuMC calcule Θ donné par l'équation 4.12, à partir d'un réacteur avec une répartition des fissions données et d'un détecteur placé dans l'espace par rapport

2. De l'anglais « Monte-Carlo N-Particle transport », transport Monte Carlo à N particules.

3. NuMC pour Neutrino Monte Carlo.

au réacteur. Pour cela, NuMC commence par tirer un point dans le réacteur en suivant la loi de répartition des fissions et une direction aléatoire dans la sphère unité. Ensuite, NuMC cherche si la demi-droite définie par ce point et cette direction intercepte le détecteur, un problème simple d'intersection d'une demi-droite avec un volume (un cylindre dans le cas de Nucifer). Si oui, la longueur de la trace de l'entrée à la sortie du détecteur est calculée, et le tout est répété un grand nombre de fois. La grandeur de sortie est la somme des traces qui ont intercepté le détecteur, divisée par le nombre de tirs. La multiplication par la densité de protons permet de retrouver Θ :

$$\Theta_{\text{MC}} = \eta_p L_{\Theta}^{\text{MC}} \quad (4.16)$$

$$L_{\Theta}^{\text{MC}} = \frac{1}{N_{\text{iter}}} \sum_i^{N_{\text{iter}}} L_i \quad (4.17)$$

$$\simeq \frac{N_{\text{vrai}}}{N_{\text{iter}}} L_{\text{moy}} = \frac{\Omega}{4\pi} L_{\text{moy}} \quad (4.18)$$

avec :

- L_{Θ}^{MC} [m] la longueur moyenne renvoyée par NuMC ;
- L_i [m] la longueur du segment interceptant Nucifer lors du tir i (souvent nulle) ;
- N_{iter} [] le nombre d'itérations ;
- N_{vrai} [] le nombre de tirs interceptant le détecteur ;
- Ω [] l'angle solide.

Cette approche peut être ramenée à une approximation de Θ où, pour tout point du cœur, l'angle solide et la profondeur moyenne du détecteur sont calculés :

$$\Theta = \eta_p \iiint_{\mathcal{V}_c} \Psi_f(\vec{r}_c) \iiint_{\mathcal{V}_d} \frac{d^3 \vec{r}_d}{4\pi (\vec{r}_d - \vec{r}_c)^2} d^3 \vec{r}_c \quad (4.19)$$

$$\simeq \eta_p \iiint_{\mathcal{V}_c} \Psi_f(\vec{r}_c) \iint_{\mathcal{S}_d} \frac{d^2 S}{4\pi (\vec{r}_d - \vec{r}_c)^2} d^3 \vec{r}_c \int_{\text{prof}} dl \quad (4.20)$$

$$\simeq \eta_p \frac{\Omega}{4\pi} L_{\text{moy}} \quad (4.21)$$

4.3.2 Simulation du spectre en énergie visible

NuMC est également capable de générer les spectres antineutrinos ou d'énergie visible dans Nucifer, nécessaires pour étudier l'efficacité avec GEANT4 voire l'oscillation vers un neutrino stérile. Dans ce mode, le facteur Θ est imposé, calculé précédemment en mode normalisation. NuMC commence bien par tirer un neutrino dans le réacteur en suivant la distribution des fissions, mais il tire ensuite un point directement dans le détecteur. La distance L entre le point du réacteur et le point du détecteur est alors comparée à une loi en « $1/L^2$ » normalisée à la plus petite distance séparant le cœur du détecteur pour déterminer si ce couple de points doit être conservé ou non (les distributions obtenues sont en annexe G.2). Le nombre de tirs utiles est donc maximisé et le temps de calcul minimisé. Si ce neutrino est conservé, NuMC tire un isotope fissionnant selon les proportions de fission α_k , puis une énergie E dans le spectre $\sigma_{\bar{\nu}_e} S_k(E)$ de cet isotope, produit de la section efficace de la réaction β inverse avec le spectre émis par fission. Avec le rapport L/E , NuMC calcule la probabilité d'une oscillation pour un Δm^2 donné. Les informations de position et d'énergie peuvent aussi être sauvegardées dans

un arbre au format ROOT, pour calculer des contours d'oscillation ou pour les injecter ensuite dans GEANT4.

Pour obtenir une première conversion en énergie visible, j'ai aussi simulé grâce à GEANT4 des positons répartis uniformément dans le liquide scintillant de 1 à 10 MeV par palier de 1 MeV. Pour ces énergies neutrinos, on obtient donc la réponse en charge du détecteur, facilement convertible en énergie visible. Pour améliorer l'échantillonnage sans multiplier les calculs, une interpolation par pas de 200 keV est réalisée entre chaque MeV. On obtient une matrice de transition donnant l'énergie visible en fonction de l'énergie positon, qui est ajoutée dans NuMC (figure 4.6). Avec ces spectres, une première estimation de l'efficacité des coupures en énergie visible est obtenue. Cette méthode a par la suite été améliorée, avec l'ajout de la propagation des erreurs, par Quentin Herbaut lors de son stage [96].

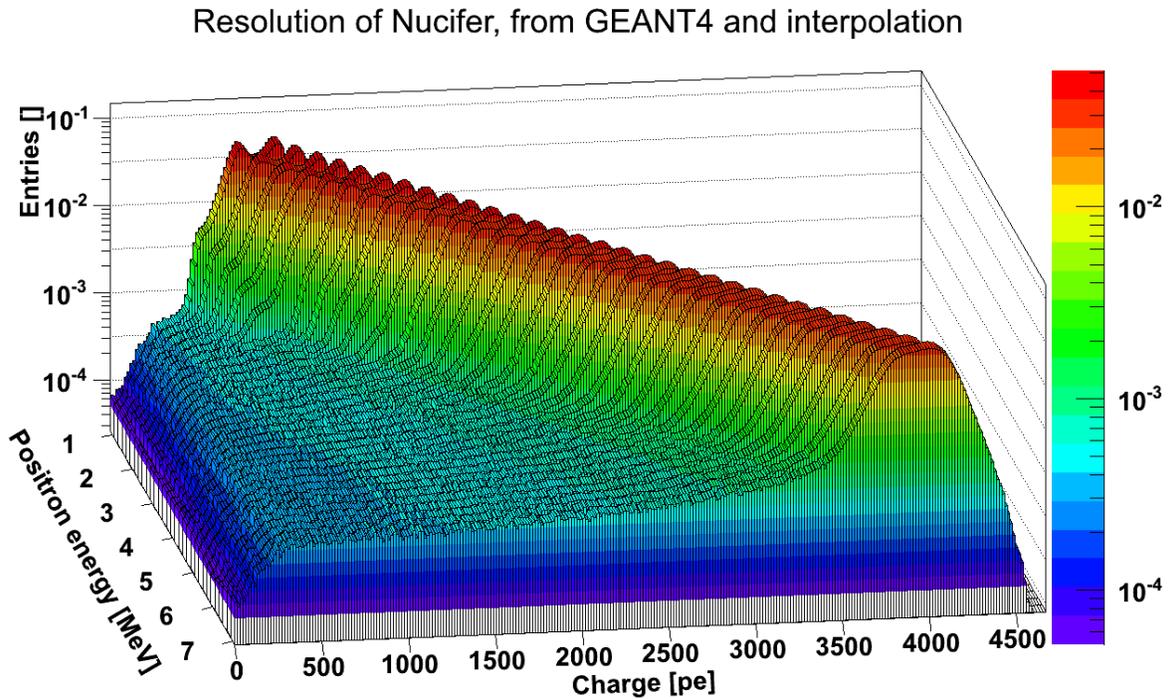


FIGURE 4.6 – Simulation et interpolation de la charge collectée dans Nucifer pour un positon créé dans la cuve. À basse énergie, la double bosse résulte de la fuite d'un des gammas d'annihilation. L'épaule à gauche du pic résulte de la fuite des 2 gammas.

4.4 Simulation GEANT4 du détecteur

4.4.1 GEANT4

Afin d'étudier le détecteur et notamment d'évaluer l'efficacité de détection, la simulation est un outil indispensable. Cette simulation doit contenir un maximum de processus physiques microscopiques et fournir des observables comparables aux observables mesurées, tout en autorisant la modélisation fine du détecteur et notamment de sa géométrie en 3 dimensions. Pour remplir ces objectifs, la seule possibilité est d'utiliser la méthode Monte Carlo, la simulation par éléments finis serait trop complexe. À cette fin, l'expérience utilise le code

GEANT4 [97], qui est un code issu de la collaboration de la communauté de la physique des hautes énergies au niveau mondial visant à permettre la simulation des processus physiques élémentaires dans un détecteur (voir annexe G.3).

Des bibliothèques supplémentaires peuvent être ajoutées : les sorties de la simulation Nucifer utilisent ROOT et les processus spécifiques aux neutrinos reposent sur la bibliothèque GlenLAND écrite par Glenn Horton-Smith à partir de son travail sur l'expérience KamLAND. Cette bibliothèque fournit également des modèles de PM réalistes et un générateur d'événement doté de multiples options. La simulation de Nucifer est issue de la simulation de Double Chooz.

4.4.2 Géométrie

La géométrie actuellement utilisée est présentée figure 4.7. Elle comporte également les différents blindages et la casemate à Osiris (voir annexe G.3). Je l'ai principalement écrite, avec l'apport de Gaëtan Boireau durant son stage [98]. La simulation reproduit seulement les grands éléments du détecteur, en omettant donc les diffuseurs, tuyaux et autres capteurs. Le tube d'étalonnage est tout de même présent pour assurer une simulation correcte des sources d'étalonnage, de même que les passages de tuyaux dans le tampon. Une contrainte de GEANT4 est l'obligation d'imbriquer complètement les volumes les uns dans les autres, tels des poupées gigognes : un volume ne peut en aucun cas en écraser plusieurs autres, mais il peut en écraser un seul. Cela conduit par exemple à définir le tube d'étalonnage en deux morceaux, l'un dans le liquide scintillant et l'autre dans l'azote. Les PM sont décrits par l'enveloppe d'un empilement de tores, ce qui donne une forme proche de la géométrie réelle mais impose de les conserver d'un seul tenant. Comme le bas de l'ampoule trempe dans l'huile minérale mais qu'il n'est pas possible de séparer les PM en deux, le volume d'huile scintillante englobe complètement les PM et dépasse donc du rebord du tampon.

Les matériaux sont pour l'essentiels directement définis en même temps que la géométrie par la donnée de leur composition chimique (voir isotopique dans le cas du gadolinium) et de leur densité. GEANT4 calcule alors leurs propriétés d'interaction avec la plupart des particules, mais deux cas particuliers nécessitent un traitement spécifique : l'interaction avec les neutrons et les propriétés optiques. Comme la diffusion des neutrons est un processus extrêmement long devant les autres processus en jeu en physique des particules, un traitement particulier doit être appliqué aux neutrons pour que le code ne perde pas son temps à calculer les milliers de traces d'une diffusion neutronique, comme expliqué en section 4.4.5. Les propriétés optiques (transparence, scintillation. . .) ne peuvent pas non plus être déduites de la formule chimique d'un matériau et doivent être précisées en sus. Il est également possible de définir des surfaces et de leur conférer des propriétés optiques, comme une réflexion diffusante.

4.4.3 Cartes de données

Dans la simulation Nucifer, toutes ces propriétés annexes sont précisées dans un fichier texte externe, une carte de données. Les cartes de données sont lues seulement à l'exécution, ce qui apporte une grande souplesse d'utilisation. Généralement les propriétés considérées dépendent de l'énergie (qui peut être exprimée en longueur d'onde pour les propriétés optiques) et sont alors données en deux colonnes, énergie et valeur. Les cartes de données peuvent également servir à paramétrer la simulation, par exemple en précisant les options du modèle physique (activation de tel ou tel processus) ou de la géométrie.

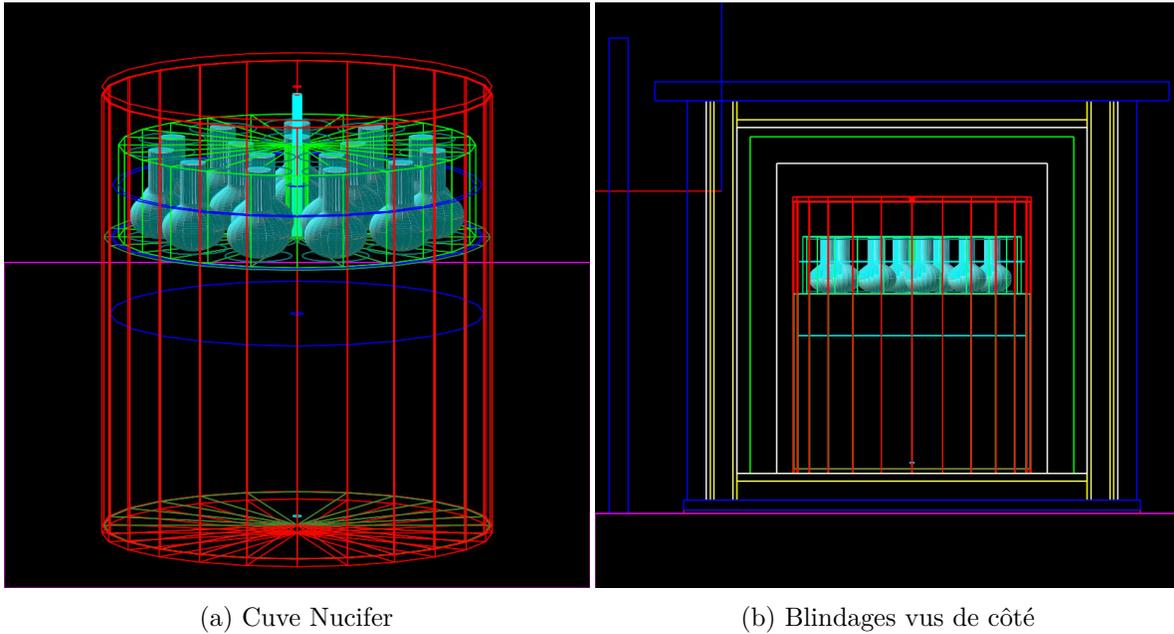


FIGURE 4.7 – **Modélisation de Nucifer dans GEANT4.** Blanc : air, violet : béton, bleu : plomb ou eau, jaune : polyéthylène, rouge : acier, orange : aluminium, bleu clair : liquide scintillant, vert clair : huile minérale et veto muon. Seul les sections horizontales du tube d'étalonnage sont visibles.

Nucifer utilise 4 cartes de données principales :

- `Nucifer_Options.dat` est la carte de données principale, qui définit la verbosité, les choix de physique, les options de géométrie et configurent les sorties.
- `fluids_card.dat` définit la composition des liquides pour le modèle optique.
- `PMT_card.dat` donne la position et l'orientation des PM. Le blindage magnétique est aussi défini dans cette carte, et d'autres accessoires comme un cône de concentration de la lumière sont en option.
- `materials_optic_properties_card.dat` contient les propriétés optiques mais aussi neutroniques des matériaux. Les propriétés de scintillations, absorption et réémission des liquides ne sont pas définies ici à une exception près : la probabilité d'émission d'un photon par scintillation en fonction du temps est donnée par les coefficients de 4 exponentielles dont la somme conduit à cette probabilité. Trois jeux de coefficients sont nécessaires, pour les cas où la particule incidente est un électron, un proton ou un alpha.

En plus de ces 4 cartes, le modèle de scintillation trouve ses données dans un ensemble de cartes de données dédiées.

4.4.4 Modèle physique

La physique de la simulation Nucifer reprend directement celle de Double Chooz. Les processus basse énergie standards sont implémentés, avec traitement de l'optique. Comme les neutrons constituent une partie cruciale du signal neutrino, leur modélisation fait appel au modèle Haute Précision de GEANT4 simplement appelé NeutronHP. L'installation des données nucléaires haute précision (sections efficaces d'interactions neutron matière notam-

ment) est indispensable. Malheureusement, les neutrons de basse énergie (comme nos neutrons thermiques) ne sont devenus des particules d'intérêt que récemment dans GEANT4, et principalement à cause des détecteurs neutrinos et de physique nucléaire. Même la bibliothèque haute précision est loin de regrouper l'ensemble des données nucléaires nécessaires pour un calcul neutronique précis, du moins jusqu'à la fin de l'année 2011. À ce moment a eu lieu la publication de GEANT4 version 9.5, qui entre autres améliorations propose une refonte du modèle NeutronHP avec en particulier la mise à jour des données nucléaires, basées maintenant sur ENDF/B-VII (et avec la possibilité d'inclure une autre base de données nucléaire comme JEFF3). Le travail de portage vers la version 9.5 reste à faire mais s'avérera nécessaire au vu des systématiques cibles sur Nucifer et des biais induits par l'ancien modèle neutronique.

Le dernier point non encore inclus dans le modèle NeutronHP reste la prise en compte des liaisons moléculaires (de l'ordre de la dizaine d'électronvolts) dans les lois de renvoi angulaire lors d'une diffusion élastique à basse énergie (énergie thermique de l'ordre de la dizaine de milliélectronvolts). L'approximation actuelle considère tous les noyaux comme libres, ce qui correspond à un gaz monoatomique, mais pas à la matière condensée. L'effet de cette correction est de désavantager légèrement la diffusion aux petits angles et donc de diminuer le libre parcours moyen, ce qui peut avoir un impact sur l'efficacité de collection des neutrons. Des comparaisons avec des codes neutroniques issus de la physique des réacteurs peuvent avoir lieu si besoin, comme dans le cas de Double Chooz avec la thèse de Thomas Mueller [28].

Deux particularités supplémentaires se dégagent par rapport à une modélisation standard : l'utilisation de la librairie GlenLAND et le modèle de scintillation. En plus de la géométrie réaliste des PM et d'un générateur d'événements très pratique (tirage aléatoire dans tout un volume, à sa surface, à partir de fichiers d'événements...), cette bibliothèque implémente une nouvelle façon de gérer les événements longs grâce au « DeferTrackProcess ». Lors d'un événement neutrino ou de neutron rapide, un premier dépôt d'énergie a lieu à l'échelle de la nanoseconde où le code doit enregistrer les énergies, les positions... Puis le neutron diffuse pendant des dizaines ou des centaines de microsecondes, pendant lesquelles le code continue le traçage du neutron et l'enregistrement de chacune des traces, et ce jusqu'à la capture finale du neutron et un nouveau dépôt d'énergie. L'événement est donc très long avec une partie centrale longue et inutile. Le « DeferTrackProcess » sépare en deux les événements qui durent plus d'un certain temps (valeur paramétrée, habituellement 500 ns), pour ne conserver que les dépôts d'énergie.

Le modèle de liquide scintillant est celui de Double Chooz, écrit par Dario Motta. Il s'appuie sur un jeu de cartes de données contenant les données de scintillation, émission et absorption de composants habituels des liquides scintillants : huiles support, molécules scintillantes, additif fluorescent, décaleur de longueur d'onde, et complexe au gadolinium. La carte de données `fluids_card.dat` décrit la composition du liquide et le modèle optique recalcule une nouvelle carte de données dédiée aux propriétés optiques des liquides en mixant les différentes composantes. Une option dans `Nucifer_Options.dat` permet la lecture directe d'une carte de données pré-établie plutôt que l'utilisation du modèle.

4.4.5 Observables et sorties

Les sorties de la simulation de Nucifer utilisent un format de données commun avec les données expérimentales. Une partie des données de simulation est spécifique à la simulation : on parle d'information vraie. Les informations Monte Carlo vraies regroupent les données de génération de l'événement : énergie injectée, type de particule, position, direction, instant

de génération et énergie déposée par volumes d'intérêt. Les informations vraies en charge et temps sont les temps et poids des photons touchant les PM. À partir de ces charges et temps vrais, j'ai écrit la simulation de la numérisation par l'acquisition Nucifer, qui aboutit à des charges et temps similaires aux données expérimentales.

Pour cela, une impulsion de PM est reconstruite à partir des photons incidents. L'amplitude de chaque photoélectron est tirée dans une gaussienne asymétrique paramétrée dans la carte de données. Les valeurs proviennent de nos observations de photoélectron seul à l'oscilloscope. Puis toutes les contributions des photoélectrons sont sommées pour fournir l'impulsion du PM. Une émulation de CFD numérique est ensuite appliquée à cette impulsion : on obtient ainsi un temps caractéristique, qui sert ensuite de base pour placer deux portes d'intégrations pour la charge totale et la charge de queue. On obtient au final à la fois des observables comparables aux données et au même format et les informations vraies pour interpréter la simulation.

De plus, l'analyser peut avec une simple option procéder à l'analyse de simulations. J'ai ajouté un algorithme général qui compare les charges et les énergies et un algorithme qui compare les vertex d'interactions et les barycentres reconstruits.

4.5 Prédictions pour Nucifer à Osiris

Ces prédictions sont issues du travail préparatoire pour Nucifer, avant la prise de données à Osiris du printemps 2012. En particulier, le modèle de liquide scintillant qui sert de base aux simulations et aux applications numériques vise la reproduction du liquide commercial acheté en 2010, dopé à 0,5 % en gadolinium.

4.5.1 Facteur géométrique

Comme Nucifer est proche d'Osiris, aucun biaisage de la direction de tir n'est nécessaire dans le calcul de Θ , et 1 milliard d'itérations donnent une erreur statistique inférieure au pourmille, ce qui prend quelques minutes sur un ordinateur portable :

$$\Theta = (1,3761 \pm 0,0008) \times 10^{-3} \text{ m}^{-3} \quad (\text{erreur statistique seulement}) \quad (4.22)$$

avec les paramètres suivants :

- Osiris : section carrée de 0,57 m, hauteur de 0,60 m ;
- distribution des fissions dans Osiris : uniforme sur la section horizontale, et selon une parabole verticale d'équation $-3z^2 + 2z + 1,5$;
- repère : origine au centre d'Osiris, axe x perpendiculaire au mur piscine, axe z vertical ;
- coordonnées du centre de Nucifer dans ce repère (en mètres) : (6,76 ; -0,65 ; -1,875).
Ces coordonnées restent préliminaires ;
- liquide cible dans Nucifer : diamètre de 1240 mm, hauteur de 708 mm.

Comme on le voit, les données nécessaires au calcul sont insuffisantes. La distribution verticale des fissions est une approximation basée sur la simulation d'un autre réacteur, le RHF de l'ILL, et la distribution horizontale est uniforme faute de mieux. La position de Nucifer par rapport au cœur est obtenue par les données collectées sur plusieurs plans datant de la construction du réacteur, et donc l'incertitude sur chaque coordonnée est de 5 ou 10 cm. La mesure précise de la position de Nucifer par rapport au cœur est en cours, de même que la simulation de la distribution des fissions. L'incertitude finale sur les coordonnées de

Nucifer dans le repère du cœur est attendue à 5 cm ; si on ajoute ou retranche 5 cm sur chaque coordonnée, on obtient :

$$\Theta^{+5\text{cm}} = (1,3499 \pm 0,0008) \times 10^{-3} \text{ m}^{-3} \quad \Theta^{-5\text{cm}} = (1,4022 \pm 0,0008) \times 10^{-3} \text{ m}^{-3} \quad (4.23)$$

L'incertitude systématique peut donc être évaluée à $\pm 2\%$, sans tenir compte de la distribution des fissions.

4.5.2 Efficacité de détection

Dans l'attente d'une véritable simulation d'événements neutrinos dans GEANT4, suivie d'une recherche de coïncidence similaire à une analyse de données, j'ai estimé l'efficacité de détection en la décomposant en trois termes : l'efficacité sur la coupure en énergie prompte, l'efficacité sur la coupure en énergie retardée, et l'efficacité sur la porte en temps.

Efficacité prompte

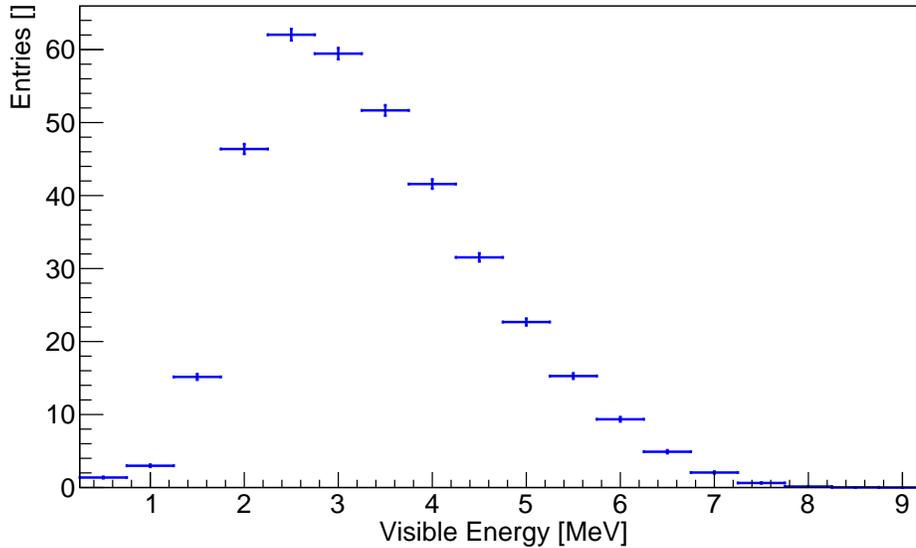


FIGURE 4.8 – **Simulation du spectre en énergie visible de Nucifer à Osiris.** 10^9 événements ont été simulés, mais les barres d'erreur ont volontairement été fixées à 40000 neutrinos. Cela correspond à 6 mois à Osiris avec une efficacité de 40 % et un taux de disponibilité du réacteur de 2/3.

L'efficacité sur la coupure prompte est de façon préliminaire estimée à travers le spectre en énergie visible renvoyé par NuMC, présenté sur la figure 4.8. Pour faire ce calcul, NuMC utilise la matrice de transition entre énergie positon et charge simulée par GEANT4 (voir figure 4.6), ce qui inclut donc les effets de volume fini du détecteur. La limite haute de la coupure prompte est fixée à 8 MeV, mais la valeur de la limite basse reste à déterminer. En effet, elle est essentiellement issue du seuil de déclenchement que nous choisirons. A priori, plus le seuil est bas et plus l'efficacité est importante, mais nous devons rejeter le bruit de fond qui monte exponentiellement à basse énergie et rester en dessous de 3 kHz de déclenchement. Le tableau 4.1 présente la valeur de l'efficacité prompte pour différentes limites basses. La valeur cible est 2 MeV.

Coupure basse en énergie visible (MeV)	1	1,5	2	2,5	3	3,5
Efficacité prompte (%)	86	85	78	64	49	36

TABLE 4.1 – **Efficacité de la coupure prompt.** La valeur cible est en gras.

Efficacité retardée

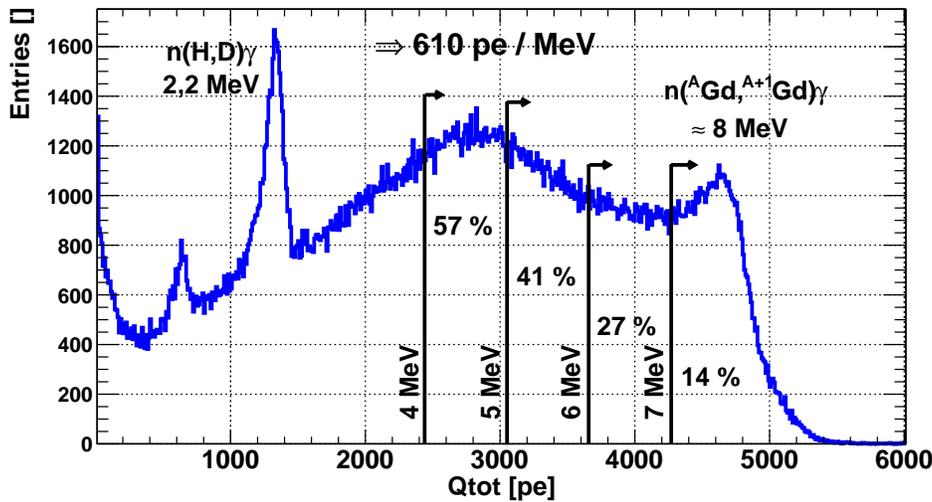


FIGURE 4.9 – Spectre de neutrons de 20 keV simulés de façon homogène dans Nucifer, en photoélectrons. L'efficacité est indiquée pour 4 coupures en énergie.

L'efficacité sur la coupure retardée est estimée à partir d'une simulation GEANT4 de neutrons de 20 keV isotropes et homogènes dans le détecteur. Le spectre en charge est présenté sur la figure 4.9. On remarque que ce spectre n'a pas la forme d'un pic de capture à 8 MeV à cause des fuites de gamma lors des captures neutroniques. De même que pour la coupure prompt, la limite haute est fixée mais la limite basse peut varier. Tout l'enjeu lors de l'analyse est d'arriver à descendre la limite basse pour augmenter l'efficacité sans dégrader la sélectivité de la coupure retardée et donc la réjection des bruits de fond. La limite haute est fixée à 10 MeV, soit 6100 photoélectrons, et le tableau 4.2 présente la valeur de l'efficacité retardée pour différentes limites basses. La valeur cible est 5 MeV.

Coupure basse en énergie visible (MeV)	4	4,5	5	5,5	6	6,5	7
Efficacité retardée (%)	57	49	41	34	27	20	14

TABLE 4.2 – **Efficacité de la coupure retardée.** La valeur cible est en gras.

Efficacité en temps

Dans Nucifer, les $4\ \mu\text{s}$ qui suivent un événement sont bloquées par les QDC. Les événements neutrinos où le neutron est capturé en moins de $5\ \mu\text{s}$ sont donc perdus. À partir du travail effectué par Double Chooz [28], j’ai estimé que 2 % des événements étaient rejetés par cette coupure. De plus, comme l’écart entre événements prompt et retardé décroît exponentiellement après quelques microsecondes alors que le bruit de fond est plat, il est nécessaire de définir une limite en temps à partir de laquelle les événements (dont des neutrinos) sont rejetés pour optimiser le rapport signal sur bruit. La coupure qui sera utilisée dans Nucifer sera déterminée à l’analyse pour maximiser le rapport signal sur bruit, mais elle est généralement placée à trois fois la constante de décroissance de l’exponentielle, ce qui correspond à une efficacité de 95 %. Au final, l’efficacité de la sélection en temps est donc estimée à 93 %.

L’efficacité totale est le produit de ces 3 efficacités. Pour les valeurs cibles des coupures prompt et retardée, on obtient une valeur de $0,78 \times 0,49 \times 0,93 = 35,5\ \%$.

4.5.3 Taux de détection attendu

Pour obtenir le taux de détection, il ne manque plus que la partie réacteur, avec le facteur $\Phi_{\bar{\nu}_e}$. Mais pour le calculer il est nécessaire de connaître les proportions de fission par isotope α_k . Osiris utilisant un combustible enrichi à 19,95 % en ^{235}U ne restant au maximum que 7 cycles de 25 jours en cœur, l’ ^{235}U est l’isotope très majoritairement fissionné. Ne disposant pas de données ni de simulation réacteur sur les proportions de fission, j’ai supposé que les fissions proviennent à 99 % de l’ ^{235}U et à 1 % du ^{239}Pu . On obtient alors 1055 interactions neutrino dans le liquide scintillant par jour. L’incertitude statistique est négligeable, mais le manque de données rend ce chiffre très préliminaire. Les incertitudes seront affinées et grandement réduites au fur et à mesure que des données mieux maîtrisées seront obtenues. Les taux de détection attendus pour Nucifer à Osiris sont résumés dans le tableau 4.3 en fonction des coupures promptes et retardées.

Coupure retardée (MeV)	Coupure prompte (MeV)					
	1	1,5	2	2,5	3	3,5
4	481	475	436	358	274	201
4,5	413	409	375	308	236	173
5	346	342	314	257	197	145
5,5	287	284	260	213	163	120
6	228	225	207	170	130	95
6,5	169	167	153	126	96	71
7	118	117	107	88	67	49

TABLE 4.3 – Taux de neutrino quotidien attendu dans Nucifer pour différentes coupures promptes et retardées. La valeur cible attendue est en gras.

NuMC permet donc le calcul du spectre neutrino attendu dans un détecteur par la méthode Monte Carlo. Si le code est opérationnel, certaines données de l’expérience manquent toujours et sont pour l’instant estimées avec de larges erreurs : distribution et taux de fissions, coordonnées de Nucifer dans le repère du cœur, efficacité et coupure en énergie visible. Une

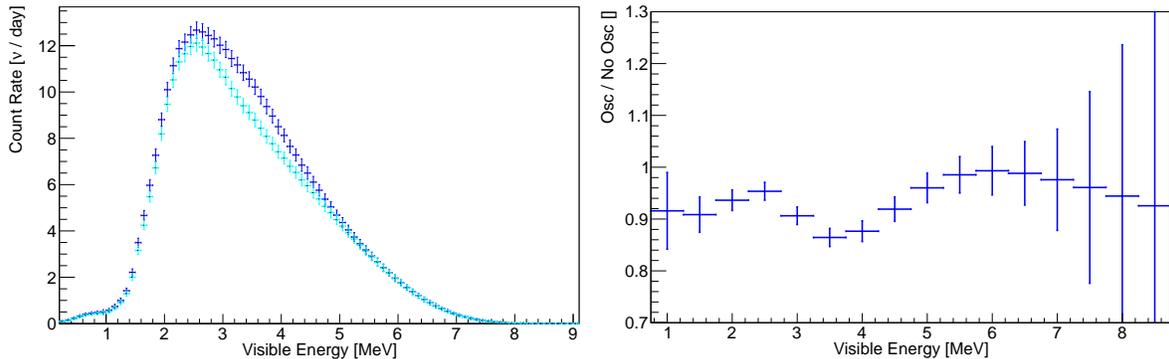
fois ces paramètres maîtrisés, nous visons une incertitude systématique de 3% sur le taux de neutrinos attendus. L'erreur statistique due à la méthode Monte Carlo peut facilement être rendue négligeable, même sur un ordinateur portable. NuMC pourra véritablement prédire le taux de neutrino attendu dans le détecteur Nucifer. En plus des taux de détections, NuMC simule également les spectres neutrino et en énergie visible, avec les incertitudes statistiques et la propagation des erreurs systématiques grâce au stage de Quentin Herbaut.

Dans la section 3.2.5, les bruits de fond accidentels ont été estimés de façon pessimiste à 780 événements/jour, ce qui donne un rapport signal sur bruit de $375/780 \simeq 0,5$ pour le cas de référence. Avec un flux neutron à l'intérieur des blindages inférieur à l'estimation pessimiste, ce rapport signal sur bruit devrait s'améliorer.

Les bruits de fond corrélés ont quant à eux été estimés à 650 événements/jour après veto muon. Sans la PSD, on obtient un rapport signal sur bruit de $375/650 \simeq 0,6$ pour le cas de référence.

4.5.4 Estimation de la sensibilité à une oscillation

NuMC peut également générer le spectre en énergie visible en faisant l'hypothèse d'une oscillation, en particulier une oscillation vers un neutrino stérile régie par un grand Δm^2 (figure 4.10). Pour cela, la probabilité d'oscillation est calculée événement par événement avec les véritables distances de propagation et énergies. L'événement n'est alors conservé que si sa probabilité est supérieure à un nombre tiré aléatoirement entre 0 et 1. Si l'événement passe la sélection, l'énergie visible est tirée dans la matrice de résolution (figure 4.6) et ajoutée à l'histogramme. Cette méthode a l'inconvénient de ne pouvoir tester qu'un seul couple $\sin^2 2\theta_{\text{new}}$ et Δm_{new}^2 à la fois.



(a) Spectres en énergie visible avec (bleu clair) et sans (bleu foncé) oscillation.

(b) Rapport des spectres avec et sans oscillation. Erreurs calculées pour 40000 $\bar{\nu}_e$, soit 1 an à Osiris.

FIGURE 4.10 – **Effet d'une oscillation vers stérile sur le spectre visible mesuré dans Nucifer.** Hypothèses : $\sin^2 2\theta_{\text{new}} = 0,16$ et $\Delta m_{\text{new}}^2 = 2,41 \text{ eV}^2$, 10^9 itérations, erreurs statistiques seulement. Le seuil dans un spectre mesuré sera entre 2 et 3 MeV.

Pour tracer un contour de découverte potentielle dans le plan $(\sin^2 2\theta_{\text{new}}, \Delta m_{\text{new}}^2)$ et le comparer au contour de l'anomalie, le code Snark a été écrit par Antoine Collin et David Lhuillier. Snark nécessite une liste d'événements neutrinos dans un détecteur, qu'il va ensuite moduler selon les différentes hypothèses d'oscillation. Cette liste brute est fournie par NuMC dans un fichier au format ROOT. En faisant des hypothèses sur les bruits de fond, il devient possible de calculer efficacement les spectres en énergie visible avec des incertitudes réalistes

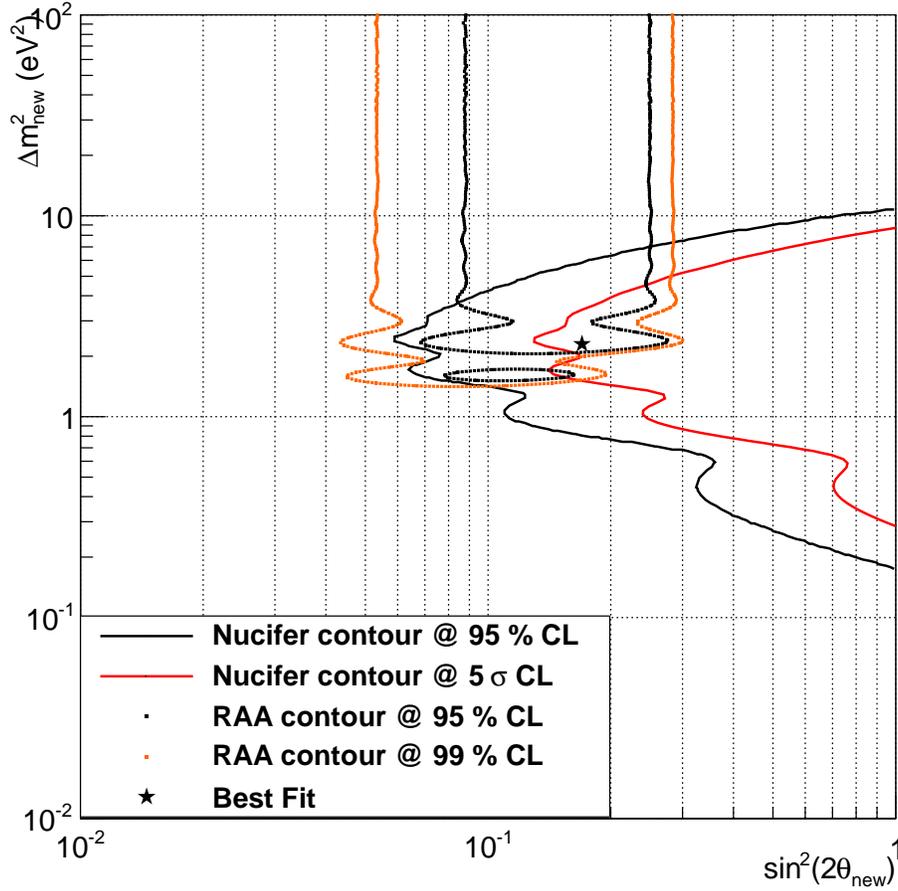


FIGURE 4.11 – Contour d'autorisation de l'anomalie et contour de découverte Nucifer. Analyse en forme uniquement.

pour différents Δm^2 et de tester ces spectres par rapport à une hypothèse de non-oscillation. La figure 4.11 montre un exemple de contour obtenu pour Nucifer, avec les hypothèses suivantes :

- spectres antineutrinos de référence ;
- rapport signal sur bruit égal à 1, pour les accidentels comme pour les corrélés ;
- bruit de fond exponentiel à basse énergie, puis plat ;
- incertitude sur l'échelle d'énergie de 2 % ;
- incertitude de normalisation de 3 % ;
- 300 jours de données.

Nucifer a donc de véritables possibilités d'étude de l'anomalie, mais la mesure est limitée à un spectre en une seule position, donc une seule distance de propagation. La sensibilité à l'anomalie dépend donc de façon cruciale des incertitudes sur le spectre et notamment de la soustraction des bruits de fond.

Conclusion

L'ensemble des outils d'analyse pour Nucifer est maintenant en place, ce qui représente un important travail de programmation. Le traitement automatisé des données est pleinement opérationnel et les codes d'analyse de données sont déjà très avancés. La simulation nécessite encore le portage vers une version récente de GEANT4 et la propagation des erreurs à travers toutes les étapes. La simulation réacteur est une tâche séparée et confiée à Subatech et au SERMA, qui disposent des codes, des données nucléaires et des calculateurs pour les réaliser. De plus, l'étude d'une telle simulation demande beaucoup de temps et d'expertise, il est donc naturel que des équipes spécialisées soient sollicitées.

Le développement est maintenant principalement en attente des données Nucifer pour commencer la traque des neutrinos et pousser la convergence entre simulation GEANT4 et données.

Chapitre 5

Liquides scintillants

5.1 Scintillation

5.1.1 Mécanisme de la scintillation

Les liquides scintillants sont des liquides organiques aromatiques, donc des huiles en langage courant, mais qui contiennent des molécules aromatiques (qui incluent typiquement des cycles benzéniques, voire figure 5.1a) dont les niveaux d'énergie permettent l'émission de photons visibles ou proches UV lors de leur désexcitation. Quand une particule chargée accélérée quelconque pénètre la matière, l'interaction avec le milieu est essentiellement électromagnétique avec les électrons du cortège électronique¹, ce qui se traduit d'abord par l'ionisation du milieu mais aussi par des excitations atomiques et moléculaires (directement ou après recombinaison des espèces ionisées). Dans un liquide scintillant, ce dépôt d'énergie aura pour effet d'exciter des niveaux scintillants de molécules aromatiques (PXE, PC, LAB²...). Ces niveaux ont pour la plupart une durée de vie très courte, de l'ordre de la nanoseconde, et leur désexcitation rapide conduit donc à l'émission d'un bref flash lumineux. Mais il existe également des niveaux à vie plus longue, jusqu'à la centaine de nanosecondes : la réponse lumineuse d'un tel liquide s'étale donc après le pic principal, on parle de queue du signal.

Le rendement de scintillation, défini par le nombre de photons optiques créés par unité d'énergie déposée, est de quelques milliers de photons par MeV, montant jusqu'à plus de 10 000 photons/MeV pour l'interaction d'un électron avec un liquide scintillant performant. Pour comparaison, l'effet Cerenkov dans l'eau est aux environs de 50 photons/MeV pour l'électron. Le rendement de scintillation dépend du liquide, mais aussi de la densité linéique d'énergie déposée $\partial E/\partial x$ et donc de la masse et de la charge de la particule incidente : plus la densité d'énergie déposée est importante, plus le rendement de scintillation est faible. Dès lors, le proton étant environ 2000 fois plus lourd que l'électron, son rendement de scintillation est environ 3 fois plus faible que celui de l'électron, et pour un α ou un ion lourd le rendement est encore plus faible. Cet effet de désactivation est le plus souvent évoqué par le terme anglais de « quenching ».

1. Les particules très énergétiques capables de processus mettant en jeu l'interaction forte (spallation...) sont exclues ici.

2. PhenylXylylEthane, PseudoCumene, LinearAlkylBenzene

5.1.2 Composition d'un liquide scintillant

La quantité de lumière émise reste très faible, et une partie significative de cette lumière ne sera pas collectée par le ou les photodétecteurs utilisés : en général, seuls les photomultiplicateurs (PM) sont assez sensibles pour permettre la détection d'un si faible nombre de photons³. Mais les PM ont une sensibilité maximale dans le proche UV et le bleu, autour de 450 nm, a priori décalée par rapport au spectre de la lumière de scintillation souvent dans l'ultraviolet. On utilise alors des additifs pour ajuster la lumière de scintillation à la gamme de sensibilité maximale des PM.

Une première catégorie d'additifs est constituée de composés fluorescents (PPO - figure 5.1b, BPO⁴...), qui captent l'énergie directement sur les molécules aromatiques avant leur désexcitation pour émettre la lumière à plus grande longueur d'onde ; on parle de transfert non-radiatif. Une deuxième catégorie regroupe les espèces décaleuses de longueur d'onde (Bis-MSB - figure 5.1d, POPOP⁵...), qui absorbent la lumière et la réémettent à plus basse énergie ; on parle de transfert radiatif. Ensuite, il est parfois utile ou nécessaire de diluer le liquide scintillant avec une huile support (benzène, toluène, xylène, dodécane, huile minérale...), qui contient généralement plus d'hydrogène, est moins agressive vis à vis des matériaux et est beaucoup moins coûteuse. Enfin, l'ajout de dopant comme le gadolinium n'est possible qu'avec une huile encapsulant l'atome sous forme d'organométallique. Le gadolinium est typiquement complexé par plusieurs ligands organiques (acetylacetonate, THD, EHA, TMHA⁶...), par exemple 3 molécules de THD dont un des atomes d'oxygène (voir figure 5.1c) peut se lier à l'atome de gadolinium.

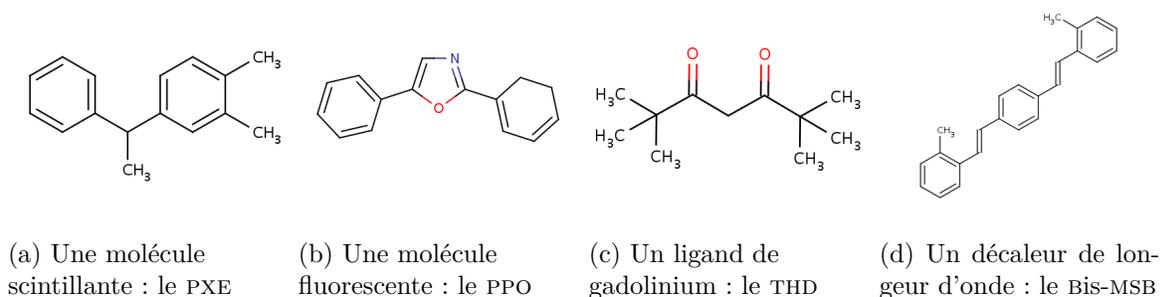


FIGURE 5.1 – Exemples de composants de liquide scintillant [28]

Cette opération de dopage est chimiquement complexe, car le gadolinium, encapsulé dans un complexe, n'est pas dissout dans le liquide scintillant. En effet, un liquide scintillant n'est pas une solution mais un mélange de différentes huiles plus ou moins miscibles. Or dans la pratique ce complexe est fragile : il peut se dégrader dans le temps ou brutalement au contact de nombreux matériaux, par exemple par précipitation du gadolinium ou en s'opacifiant. La compatibilité des liquides scintillants dopés avec leur environnement est donc très délicate, et les seuls matériaux au contact du liquide dans Nucifer sont le téflon et l'acrylique⁷.

3. Des photodiodes sont parfois utilisées, et il existe des photodétecteurs mêlant PM et photodiodes. La gamme des PM est également très étendue, avec des écarts de propriétés importants.

4. 2,5-DiPhenylOxazole et 2-(Biphenyl-4-yl)-5-PhenylOxazole

5. 1,4-Bis(2-MethylStyryl)Benzene et 1,4-Bis(5-PhenylOxazol-2-yl)Benzene

6. 2,2,6,6-Tetramethyl-3,5-HeptaneDione, 2-EthylHexanoic Acid et 3,5,5-TriMethylHexanoic Acid

7. Le seul autre matériau connu compatible avec certitude est le quartz.

Les liquides scintillants sont aussi très friands d'oxygène et d'eau. Ces oxydants se dissolvent facilement et perturbent profondément la scintillation : le quenching est fortement augmenté (pour toutes les particules incidentes), ce qui se traduit par une perte de lumière pouvant aller jusqu'à un facteur 2. De plus, la queue de l'impulsion lumineuse est particulièrement atténuée. Les liquides scintillants doivent donc être opérés à l'abri de l'atmosphère et dans des récipients parfaitement secs.

5.1.3 Dopage au gadolinium

Le dopage d'un liquide scintillant vise à améliorer la détection des neutrons. Les liquides scintillants modèrent très efficacement les neutrons grâce à leur richesse en hydrogène, et la section efficace de capture des neutrons thermiques du gadolinium est très grande. Cette capture libère une cascade gamma totalisant 8 MeV (généralement en 4 γ ou plus) bien au-dessus du bruit de fond gamma naturel. L'ajout de cet élément permet donc de diminuer le temps de capture des neutrons et de signer cette capture.

Les performances des différents isotopes du gadolinium sont résumées dans le tableau 5.1 [80, 99, 100] :

Isotope	Abondance Naturelle (%)	Q _{value} (keV)	$\sigma_{(n,\gamma)}^0$ à 25 meV (b)	g factor	$\sigma_{(n,\gamma)}^{\max}$ à 293 K (b)
152	0,20	6246,9	738	1,000	654
154	2,18	6435,2	85,5	0,9967	75,5
155	14,8	8536,3	$6,08 \times 10^4$	0,83899	$4,52 \times 10^4$
156	20,47	6359,8	1,80	1,0007	1,60
157	15,65	7937,4	$2,54 \times 10^5$	0,84715	$1,91 \times 10^5$
158	24,84	5943,1	2,21	1,0005	1,96
160	21,86	5635	1,42	0,9954	1,25

TABLE 5.1 – Caractéristiques des isotopes les plus stables du Gd ⁹

$\sigma_{(n,\gamma)}^0$ est la section efficace ponctuelle de capture radiative à $E^0 = 25,3$ meV, soit l'énergie d'agitation thermique ¹⁰ à la température de 293 K. Elle est liée à $\sigma_{(n,\gamma)}^{\max}$, la section efficace moyennée sur un spectre maxwellien centré à la température T, par la relation :

$$\sigma_{(n,\gamma)}^{\max}(T) = \sigma_{(n,\gamma)}^0 \cdot g \cdot \sqrt{\frac{T^0}{T}} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad (5.1)$$

où g est le facteur de Westcott prenant en compte l'impact des résonances sur le spectre en $1/v$, $T^0 = E^0/k_b$ est la température correspondant à l'énergie de la section efficace de référence $\sigma_{(n,\gamma)}^0$, et ici T vaut 293 K.

On peut alors calculer pour le gadolinium naturel une section efficace ponctuelle à 25 meV, une section efficace maxwellienne à 293 K et une énergie moyenne libérée par capture :

$$\sigma_{\text{Gd}_{\text{nat}}(n,\gamma)}^0 = \sum_{i \in \text{isotopes}} AN_i \cdot \sigma_i^0 / \sum_{i \in \text{isotopes}} AN_i = 4,88 \times 10^4 \text{ b} \quad (5.2)$$

9. Le ¹⁵²Gd a une période de 10^{14} ans, le ¹⁶⁰Gd de 10^{21} ans, et les autres isotopes présentés sont stables.

10. La constante de Boltzmann k_b vaut $1,380\,650\,4(24) \times 10^{-23}$ J K⁻¹, soit $8,617\,343(15) \times 10^{-5}$ eV K⁻¹, et $E_{th} = k_b \cdot T$.

$$\sigma_{\text{Gd}_{\text{nat}}(n,\gamma)}^{\text{max}} = \sum_{i \in \text{isotopes}} \text{AN}_i \cdot \sigma_i^{\text{max}} / \sum_{i \in \text{isotopes}} \text{AN}_i = 3,65 \times 10^4 \text{ b} \quad (5.3)$$

$$E_{\text{Gd}_{\text{nat}}(n,\gamma)} = \sum_{i \in \text{isotopes}} \text{AN}_i \cdot \sigma_i^{\text{max}} \cdot Q_i / \sum_{i \in \text{isotopes}} \text{AN}_i \cdot \sigma_i^{\text{max}} = 8,05 \text{ MeV} \quad (5.4)$$

Une variation de la température de 10 K conduit à une variation de la section efficace maxwellienne de 1,7 % autour de 293 K.

5.2 Discrimination par analyse de forme ou PSD

5.2.1 Définition

La discrimination des signaux par analyse de forme (ou PSD de l'anglais « Pulse Shape Discrimination ») est une technique générique qui peut être mise en œuvre sur beaucoup de signaux physiques. Elle sera restreinte ici au cas de la discrimination des signaux délivrés par un photomultiplicateur, observant un liquide scintillant : le but est de déterminer la particule qui est à l'origine du signal.

Le photomultiplicateur fournit une impulsion lorsqu'il reçoit de la lumière, dont la queue, due à la désexcitation plus tardive des dernières molécules scintillantes, est sensible à la particule incidente, ou plus précisément à la densité d'ionisation. Au premier ordre, l'augmentation de la densité d'ionisation conduit d'abord à favoriser la dissipation d'énergie en chaleur plutôt qu'en lumière de scintillation (augmentation du « quenching »). Au deuxième ordre, la répartition de l'excitation des molécules entre niveaux d'énergie à vie courte et niveaux d'énergie à vie longue est favorisée en faveur de ces derniers.

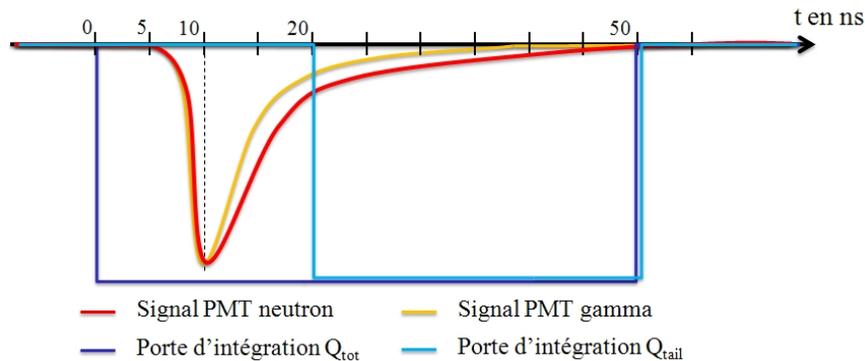


FIGURE 5.2 – **Portes d'intégration pour discriminer la particule incidente.** Les deux signaux ont ici une amplitude égale pour mieux mettre en évidence la différence dans la queue.

À énergies cinétiques de particules incidentes égales, la réponse du liquide scintillant à un proton de recul (généralement issu de la collision avec un neutron rapide) est donc plus étalée dans le temps et moins intense que la réponse à un électron de recul (généralement issu de l'interaction avec un gamma). La quantité de lumière collectée suffirait à discriminer les particules si leurs énergies étaient égales et la résolution en énergie du détecteur suffisante. Dans la pratique, et en particulier dans Nucifer, les distributions en lumière des protons de recul et des électrons de recul se recouvrent très largement (en incluant l'effet de « quenching »), et il est impossible de reconnaître la particule incidente à partir de la seule charge collectée : il faut comparer la queue du signal au signal total. Par contre, la PSD est particulièrement

sensible à la présence d'oxydant dans le liquide (plus que le rendement lumineux) : une expérience visant à utiliser la PSD doit donc prendre en compte cette contrainte et typiquement conserver son liquide sous azote.

L'idée est donc d'exploiter la différence de décroissance du signal pour séparer les particules. Pour cela, il suffit de comparer l'énergie de la queue du signal à l'énergie totale de l'événement. Dans Nucifer, cette opération est simplement réalisée en intégrant la charge totale de l'impulsion d'une part (notée Q_{tot}), et la charge de la queue de l'impulsion d'autre part (notée Q_{tail}), comme le montre la figure 5.2.

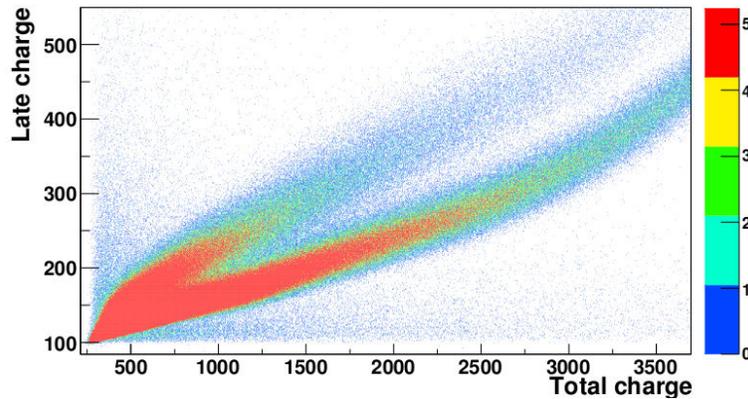


FIGURE 5.3 – Exemple de nette discrimination neutron-gamma par PSD. Le protocole est expliqué en section 5.4.

La figure 5.3 montre la charge de la queue en fonction de la charge totale lors d'une mesure réalisée sur un banc de test où la discrimination est nette. La bande du haut correspond à une queue plus importante, donc aux neutrons rapides¹¹. On remarque que la discrimination s'améliore avec l'énergie (1 MeV correspond à 1200 canaux).

Cette technique est particulièrement intéressante en détection des antineutrinos électroniques basée sur la réaction β inverse, car elle permet de rejeter le bruit de fond corrélé. Pour une expérience comme Nucifer, le taux de neutrons rapides peut être important à cause de la proximité de la surface (neutrons rapides induits par muons cosmiques) et du réacteur (neutrons rapides directs venant du cœur). Le rejet du signal de neutron rapide est donc un point crucial.

5.2.2 Caractérisation de la PSD

Il est difficile de caractériser la PSD car, en plus d'être fonction de la particule incidente, de son énergie, du scintillateur, du photomultiplicateur et des bruits électroniques, celle-ci dépend beaucoup de la collection de la lumière générée par le scintillateur, caractéristique pouvant varier énormément selon le montage. Dans notre cas, la PSD est évaluée dans un cadre bien précis : sur un banc de test, le liquide étant contenu dans une cellule de quartz posée devant un PM Nucifer, et dans une boîte noire.

Le signal en sortie du PM est alors directement échantillonné et enregistré, avant d'être analysé une fois la mesure faite. On crée alors un paramètre de mérite ou FoM (pour « Figure

11. Dans d'autres expériences, il peut y avoir davantage de signatures, par exemple des alphas ou des deutons.

of Merit »), c'est-à-dire un indicateur permettant de quantifier une grandeur dont la mesure n'est pas directe, telle la PSD. Ici, le FoM va prendre un sens particulier. Pour séparer les deux populations, l'analyse commence par remplir un histogramme avec les rapports Q_{tail}/Q_{tot} des différents événements. Deux pics sont alors attendus, élargis par les fluctuations statistiques : l'un pour les protons, l'autre pour les électrons et positons, comme le montre la figure 5.4. Le FoM sera alors défini comme la distance entre les sommets de ces deux pics $d_{1\leftrightarrow 2}$ divisée par la somme de leur largeur à mi-hauteur l :

$$FoM = \frac{d_{1\leftrightarrow 2}}{l_1 + l_2} \quad (5.5)$$

Attention toutefois : si les charges Q_{tail} et Q_{tot} dépendent bien du nombre d'électrons collectés et suivent donc a priori (PM ou acquisition peuvent être biaisés) des distributions normales, *leur rapport n'est pas gaussien* mais suit une « distribution ratio ». La définition et la mesure des largeurs à mi-hauteur devient alors complexe. Cette distribution ratio peut toutefois sous certaines conditions être approchée par une distribution normale, et dans la pratique les 2 pics sont ajustés avec deux gaussiennes dont on extrait les largeurs à mi-hauteur et les positions des sommets. Avec la paramétrisation standard d'une gaussienne

$$g_k(x) = A_k \exp\left(-\frac{(x - x_k)^2}{2\sigma_k^2}\right) \quad (5.6)$$

le paramètre de mérite devient alors (sachant que $l \simeq 2,35 \sigma$) :

$$FoM = \frac{x_2 - x_1}{2,35(\sigma_1 + \sigma_2)} \quad (5.7)$$

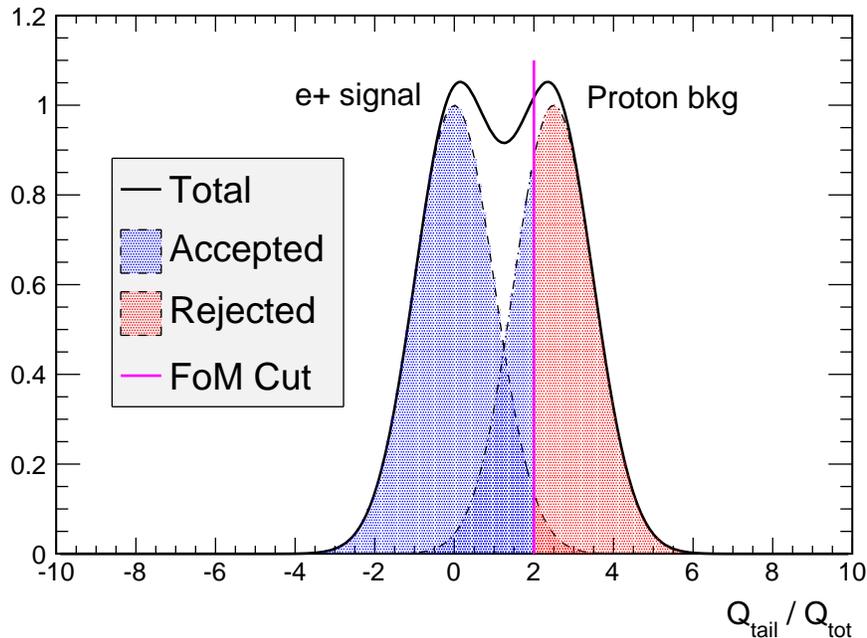


FIGURE 5.4 – Contributions théoriques au rapport Q_{tail}/Q_{tot} et réjection des protons.

Le paramètre de mérite mesure la séparation entre les deux contributions au rapport Q_{tail}/Q_{tot} . Pour le traduire en réjection de bruit de fond, il faut se donner un taux de signal coupé et calculer combien de bruit de fond est rejeté (figure 5.4). L'abaque en figure 5.5 montre ce calcul pour différents FoM, présentée comme un taux de protons (donc de neutrons rapides) rejetés en fonction des positons (donc des neutrinos) coupés. En demandant la conservation de 99% des positons, un FoM de 1 conduit à rejeter 99% des protons, une situation très confortable. Ainsi défini, le FoM a donc une échelle naturelle : au-dessus de 1, le bruit de fond est aisément supprimé, et en-dessous la technique devient vite moins performante.

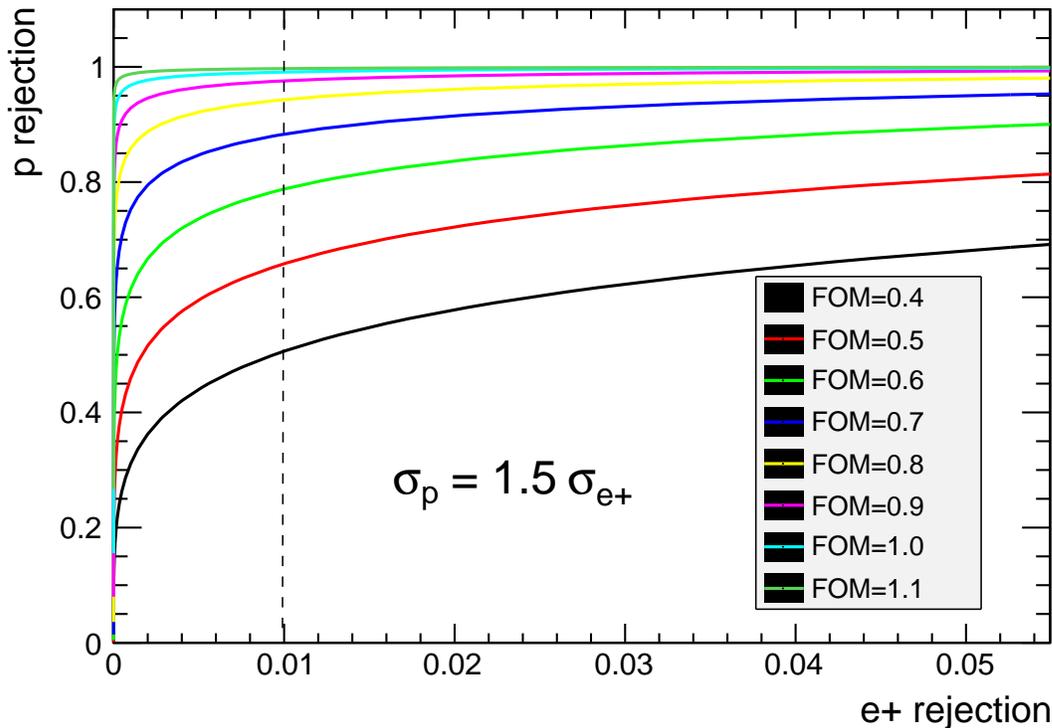


FIGURE 5.5 – Réjection attendue du bruit de fond pour différents FoM

5.3 Liquides de Nucifer

L'utilisation de 3 liquides scintillants est prévue dans Nucifer au cours de toute la durée de l'expérience :

1. le liquide Nucifer prototype a été utilisé pour tester intensivement Nucifer au laboratoire en 2010 et 2011. Ce liquide n'est pas dopé, ce qui a permis de relâcher les contraintes d'utilisation. Il est composé de LAB (Linear Alkyl Benzene), un liquide scintillant de référence bon marché, avec adjonction de 3 mg/cm^3 de PPO et $20 \text{ }\mu\text{g/cm}^3$ de Bis-MSB, deux additifs décalant les longueurs d'onde (le PPO par transfert direct non-radiatif et le Bis-MSB par absorption et réémission).
2. l'EJ335 est un liquide commercial, fabriqué par la société Eljen Technology [101]. Sa composition précise n'est pas connue; elle est toutefois basée sur le pseudo-cummène

(PC) et contient 0,5 % en masse de gadolinium. Ce liquide devait être utilisé pour les mesures à Osiris. La livraison des 1000 litres commandés est intervenue avec plus d'un an de retard, à cause de problèmes dans l'élaboration et la purification¹². Les bidons sont donc arrivés seulement à l'été 2010, et pour ne prendre aucun risque de contamination par l'air, un seul d'entre eux n'a finalement été ouvert qu'en décembre 2010, après réalisation de la boîte à gant amovible inertée à l'azote. Les autres bidons n'ont pas été testés. L'EJ335 a été déployé à Osiris en mars 2012, et les données d'avril à août 2012 sont prises avec ce liquide.

- le liquide définitif doit remplacer l'EJ335 en novembre ou décembre 2012. Il est fabriqué spécialement pour l'expérience par le Max Planck Institute d'Heidelberg. La base de ce liquide est un mélange d'environ 55 % de PXE (PhenylXylylEthane) et de 45 % d'huile minérale. Les additifs sont le PPO et le Bis-MSB, et le dopage en gadolinium s'établit vers 0,2 % en masse. La composition précise reste à mesurer (en septembre 2012).

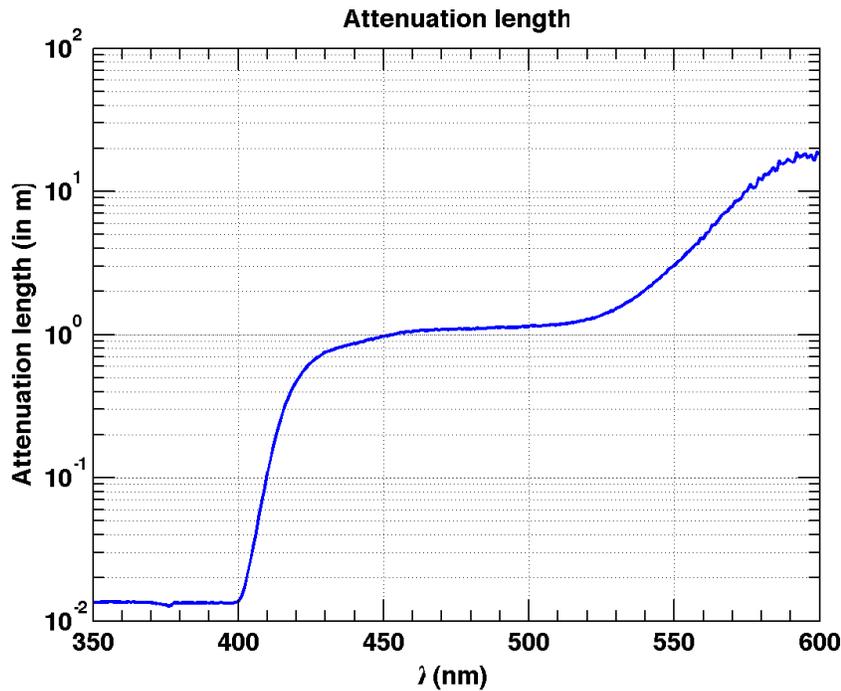


FIGURE 5.6 – Longueur d'atténuation mesurée de l'EJ335 utilisé à Osiris. Ce liquide résulte du mélange des 5 bidons présentés figure 5.7. La sensibilité maximale des PM est située entre 400 et 500 nm.

Nous devons en effet remplacer l'EJ335, car celui-ci ne remplit ni nos spécifications ni même les spécifications du producteur. En effet, une fois déployé, il a révélé une longueur d'atténuation bien trop faible (voir la figure 5.6), d'environ 1 m dans la plage de sensibilité des PM, alors que le producteur précisait plus de 4,5 m dans la fiche technique [101]. La quantité de lumière collectée est alors sévèrement dégradée et fortement dépendante de la position du vertex d'interaction : la résolution en énergie devient très mauvaise et la réponse du détecteur très inhomogène.

12. Un liquide pourtant présent sur catalogue, avec indication pour les neutrinos [101]

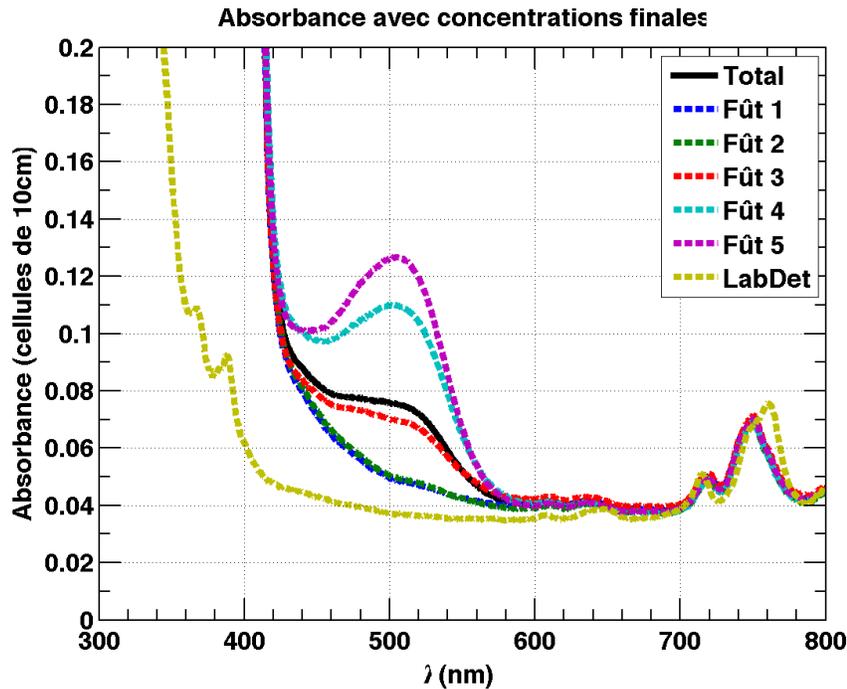


FIGURE 5.7 – Absorbance des différents bidons d'EJ335 de Nucifer. En noir se trouve la moyenne pondérée par les masses introduites des différents bidons. Le LAB en jaune sert de liquide de référence et représente le comportement attendu.

Nous avons pu expliquer ce problème grâce à nos échantillons prélevés lors du remplissage. La figure 5.7 présente l'absorbance pour chaque bidon, ainsi que la moyenne pondérée par la masse introduite dans Nucifer en provenance de chaque bidon. Les deux premiers bidons ont une absorbance certes supérieure aux données producteur mais encore acceptable, conformément à notre première mesure de décembre 2010. Mais les bidons suivants, et en particulier les bidons 4 et 5, ont une absorbance qui croît fortement vers 500 nm. Une telle bosse signifie que le liquide absorbe sa propre émission à l'échelle de Nucifer.

5.4 Expérience

Les mesures ont eu lieu en deux temps : une première série avant l'installation de Nucifer à Osiris fin 2010 pour anticiper le rejet du signal de neutron rapide, et une deuxième mi 2012 pour tester les candidats au remplacement de l'EJ335 dans Nucifer.

Cellule en quartz et bullage

Les échantillons de liquides testés sont, pour la compatibilité matériau, contenus dans des cellules en quartz rectangulaires, larges de 10 cm pour une section carrée de 4 cm de côté. Deux trous permettent leur remplissage : ceux-ci sont obturés par des bouchons plastiques à fond en silicone. Ces fonds en silicone sont utilisés en biologie pour faire des prélèvements à la seringue à travers le couvercle sans exposer tout l'échantillon à l'air. Malheureusement, le silicone est quand même faiblement poreux : les échantillons dans ces cellules se dégradent

donc assez vite, au bout d'une à quatre semaines.

Il est par contre possible de restaurer un liquide en retirant l'oxygène. Pour cela, il suffit de faire circuler dans le liquide de l'azote pendant 4 à 5 minutes, généralement en introduisant directement dans la cellule un capillaire branché sur un circuit d'azote. Cette opération est appelée bullage. La méthode est toutefois restreinte aux liquides ne contenant pas d'élément volatil susceptible d'être emporté par le flux d'azote.

5.4.1 Liquides scintillants mesurés

Différents liquides ont été testés :

- « EJ335 de test » : le premier échantillon d'EJ335 testé ne provient pas d'un prélèvement du liquide final, mais d'un envoi d'échantillon au printemps 2009 dans le cadre d'une première campagne de test pour choisir le liquide qui serait commandé (stage de Xavier Joubert [102]).
- « EJ335 définitif » : le second échantillon d'EJ335 testé provient du prélèvement réalisé grâce à la boîte à gant en décembre 2010.
- « BC505 » : le BC505 est un scintillateur commercial courant, produit par l'entreprise SAINT-GOBAIN. Non dopé au gadolinium, son principal point fort est un très grand rendement lumineux. Pour cette raison, il est très utilisé par la communauté scientifique, et fait l'objet de nombreuses publications. Il servira de point de référence et de comparaison par rapport aux données publiées. Le BC505 utilisé ici provient d'une bouteille en stock dans notre laboratoire de chimie, âgée de plusieurs années.
- « Liquide prototype » : ce liquide tire son nom de son utilisation dans le prototype de Nucifer du printemps 2010 au printemps 2011. Il est composé de LAB, avec adjonction d'environ 3 mg/cm^3 de PPO et $20 \text{ }\mu\text{g/cm}^3$ de Bis-MSB. Il ne contient donc pas de gadolinium. Le Bis-MSB a été rajouté afin d'augmenter le rendement lumineux en juin 2010. Cet échantillon provient d'un prélèvement réalisé directement depuis la cuve grâce au système de remplissage.
- « Liquides d'Heidelberg » : ces 4 liquides ont été testés fin juin 2012 avec différentes proportions de PXE et d'huile minérale afin de déterminer la meilleure composition pour l'expérience. Dans tous les cas les taux de PPO et Bis-MSB sont les mêmes, mais la gadolinium est absent. Les concentrations de PXE dans les échantillons testés sont : 20 %, 32 %, 50 % et 100 %.
- « Liquide de Daya Bay » : pour comparaison, nous avons également mesuré les performances du liquide de l'expérience Daya Bay, à base de LAB et également dopé en gadolinium [103].

5.4.2 Sources radioactives

Pour chaque liquide, 2 mesures sont nécessaires : une mesure d'étalonnage du rendement lumineux, et une mesure de PSD. Pour l'étalonnage, une source de ^{60}Co de 300 kBq a été utilisée¹³. Elle se caractérise par une période de 5,27 ans, et par 2 raies à 1,1732 MeV (99,9%) et 1,3325 MeV (100,0%). Vu la faible résolution en énergie obtenue lors de ces mesures, où un seul pic, ou plutôt une seule bosse, est visible dans le spectre, il faut plutôt retenir l'énergie moyenne de ces 2 raies : 1,25 MeV.

13. 424 kBq le 10 mars 2008, lu sur le boîtier de la source.

Pour la PSD, une source de ^{252}Cf de 250 kBq a fourni neutrons et gammas¹⁴. Le ^{252}Cf a une période de 2,645 ans, et se désintègre par fission spontanée dans 3,09% des cas en émettant 3,73 neutrons [104] sur un spectre maxwellien piqué vers 1 MeV. Dans le reste des cas, il rejoint la chaîne de désintégration dite « 4n » du ^{232}Th , et la probabilité de fission spontanée devient négligeable. Les gammas proviennent alors des désintégrations le long de cette chaîne jusqu'au plomb 208, de la fission, et des désintégrations β des produits de fissions. Ils dominent largement l'activité de la source, avec un spectre qui décroît grossièrement comme une exponentielle avec l'énergie, s'étendant jusqu'à la dizaine de MeV et saturant le détecteur à basse énergie.

5.4.3 Montages

Pour se rapprocher des conditions réelles d'utilisation de la PSD dans Nucifer, un des PM Nucifer de secours et sa base ont été utilisés. La cellule est placée en face du PM. La source est alors placée perpendiculairement à l'axe cellule/PM et collimatée, pour éviter les rayonnements directs dans le PM, comme le montrent les figures 5.8 et 5.9. L'électronique se limite à une alimentation haute tension et à une carte d'acquisition MATAcq.

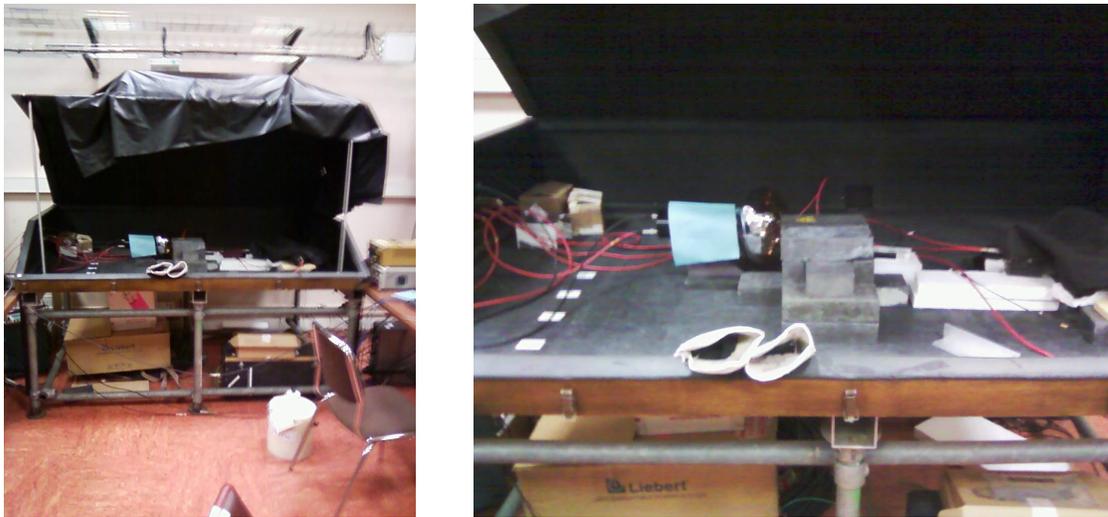


FIGURE 5.8 – Banc de test du bâtiment F

5.4.4 Acquisition par carte Maticq

La carte MATAcq est une carte VME 4 voies d'échantillonnage rapide et d'acquisition, commandée par ordinateur. Ici, la fréquence d'échantillonnage est de 2 GHz, et à chaque déclenchement les données sont sauvegardées sur l'ordinateur via le protocole USB au format texte. Chaque événement est décrit par la donnée de 2560 paires temps et tension, et ce pour chaque voie. La carte MATAcq est dotée d'une mémoire interne circulaire où les données sont enregistrées en permanence en attendant un déclenchement. Ce dernier, interne à la carte, repose sur le passage du signal en dessous d'un seuil fixé ici à -50 mV . La profondeur de lecture dans la mémoire interne avant chaque déclenchement est librement ajustable, et ici je

14. 925 kBq le 15 juin 2006, lu sur le boîtier de la source.

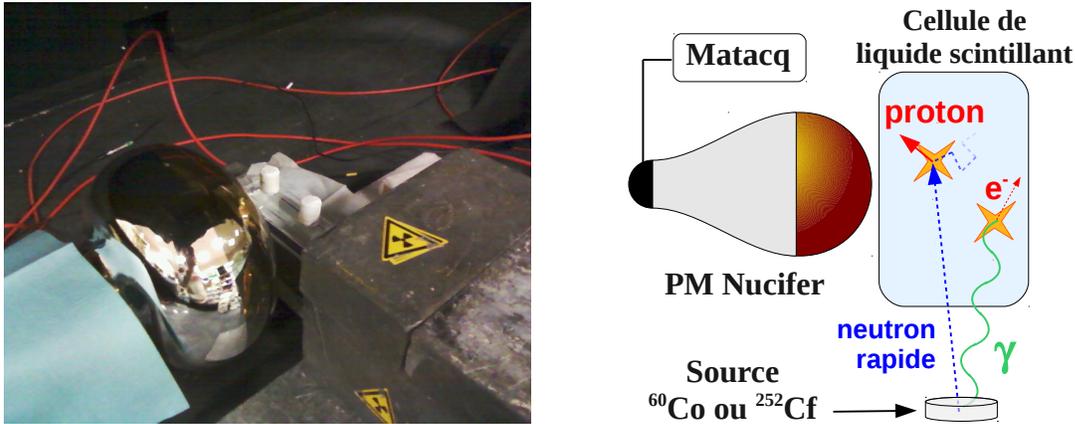


FIGURE 5.9 – Schéma du montage

l'ai réglée à 600 ns avant l'instant du déclenchement, ce qui en laisse autant au signal¹⁵. À l'analyse, cette plage de 600 ns permet un calcul événement par événement du piédestal.

Deux limitations importantes de cette carte sont toutefois à noter. La première concerne sa dynamique, qui ne s'étend que de +1 V à -1 V. Il faut donc choisir la tension du PM, et éventuellement utiliser un atténuateur pour s'assurer que les signaux d'intérêt restent dans cette gamme. Pour minimiser les bruits électroniques, je n'ai joué que sur la tension du PM. L'acquisition est donc extrêmement simple : la sortie de la base PM va directement dans la carte MATAcq. Après quelques tests, la tension utilisée était 1100 V avec le PM SR005, mais certaines impulsions saturent tout de même la carte : les signaux de haute énergie sont donc écrêtés. Dans notre cas, cet effet provoque principalement une diminution de la charge totale, qui modifie le rapport Q_{tail}/Q_{tot} . Les événements avec saturation sont donc rejetés à l'analyse.

La deuxième limitation est due à l'utilisation de la carte par le port USB : le temps d'écriture d'un événement est alors de l'ordre de la centaine de milliseconde. Le temps mort monte donc très vite, jusqu'à saturation de la carte. Ce phénomène limite la statistique qu'il est possible d'obtenir en un temps raisonnable. Une nuit de données ne fournit qu'environ 200000 événements.

Comme le signal est négatif, la charge calculée ici est négative : les basses énergies sont donc à droite sur les histogrammes. Les charges sont en millivolts \times nanosecondes, reflet des unités utilisées par la MATAcq. Je n'ai pas pris de bruit de fond pour soustraction car sa contribution est négligeable devant les sources.

5.5 Analyse

Pour permettre l'analyse des données à partir des fichiers de sortie de la carte MATAcq, j'ai écrit une suite logicielle qui reprend le schéma d'analyse Nucifer : transformation des fichiers de sortie en fichiers ROOT, première analyse générique puis analyses dédiées.

15. 2560 points à 2 GHz permettent d'enregistrer 1280 ns.

5.5.1 Analyse en temps

L'analyse proprement dite commence par le calcul de Q_{tot} , Q_{tail} et du FoM. Le piédestal est calculé sur les 500 premiers points du tableau, avant l'impulsion, et soustrait directement à chaque point du tableau de tensions. Comme les signaux sont échantillonnés, il est possible de calculer en même temps différentes charges retardées, pour différents décalages entre la porte d'intégration totale et la porte d'intégration retardée. Mais il faut d'abord se donner une référence temporelle sur l'impulsion. Pour cela, trois possibilités sont testées : choisir le temps correspondant au minimum (les impulsions de PM sont négatives) de l'impulsion t_{min} , le temps correspondant au passage d'un seuil donné t_{th} , ou le temps donné par une émulation de discriminateur à fraction constante t_{CFD} . J'ai choisi de faire les trois méthodes en même temps, afin de pouvoir les comparer, avec un seuil fixé à -50 mV pour t_{th} .

Trois références temporelles sont donc récupérées à chaque événement. Elles sont d'abord reculées de 20 ns avant d'ouvrir une fenêtre de 200 ns pour l'intégration de la charge totale. La porte d'intégration retardée se termine toujours en même temps que la porte totale (comme dans Nucifer), et 15 décalages entre son départ et celui de la porte totale sont testés, par pas de 5 ns à partir de 20 ns. Pour chaque référence temporelle, les histogrammes Q_{tail}/Q_{tot} , Q_{tail}/Q_{tot} en fonction de Q_{tot} et Q_{tail} en fonction de Q_{tot} sont tracés (un exemple est présenté en figure 5.10). Il ne reste plus alors qu'à calculer le paramètre de mérite.

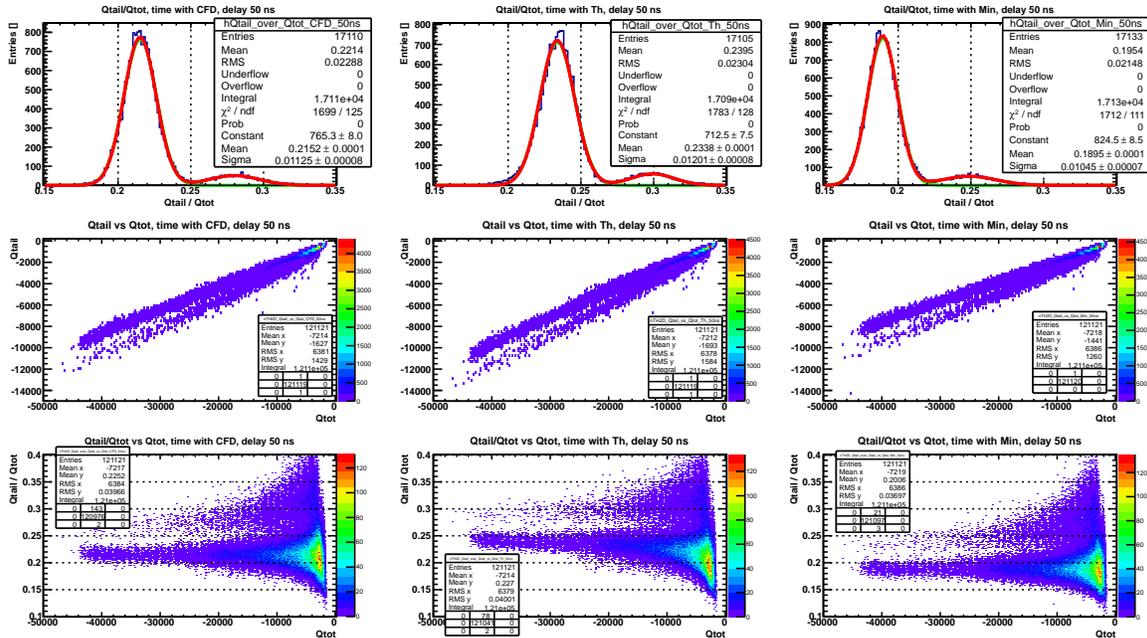


FIGURE 5.10 – Exemple d'analyse automatique de PSD, pour l'EJ335, la source ^{252}Cf , une porte de queue décalée de 50 ns et $|U| < 950$ mV. Les deux bandes visibles sur les histogrammes de Q_{tail}/Q_{tot} en fonction de Q_{tot} et Q_{tail} en fonction de Q_{tot} correspondent aux neutrons rapides et aux gammas. Les distributions en Q_{tail}/Q_{tot} demandent $E > 2$ MeV, soit $Q_{tot} > 1,6 \times 10^4$ mV ns/MeV. Les deux gaussiennes sont ajustés automatiquement et donnent un paramètre de mérite d'environ 1 (au-delà de 2 MeV donc). Les 3 colonnes correspondent aux 3 références en temps. L'opération est répétée automatiquement pour 15 décalages différents.

5.5.2 Calcul des FoM en fonction du décalage entre Q_{tail} et Q_{tot}

Le FoM est calculé sur l'histogramme Q_{tail}/Q_{tot} par l'ajustement automatique d'une somme de deux gaussiennes et l'équation 5.7. De manière générale, le paramètre de mérite augmente avec l'énergie, car le nombre de photons collectés est plus important et la queue est mieux définie. Une coupure des basses énergies permet donc d'une part d'améliorer le traitement des cas défavorables où la séparation est mauvaise et d'autre part de se concentrer sur la zone d'intérêt, qui est au dessus du MeV. Une coupure est alors ajoutée lors du remplissage de l'histogramme Q_{tail}/Q_{tot} , soit placée à -4×10^3 mV/ns (la charge, comme l'impulsion, est négative), ce qui correspond à 500 keV ou 600 keV selon le liquide, soit directement à 2 MeV à partir de l'étalonnage du rendement lumineux. On peut alors tracer l'évolution du FoM en fonction du décalage entre Q_{tail} et Q_{tot} , ce qui donne le FoM maximal pour chaque liquide.

5.6 Résultats de la première série de mesure

Les cellules d'EJ335 de test, de BC505 et de liquide Nucifer prototype ont été bullées et mesurées dans la foulée.

5.6.1 Rendement lumineux avec source ^{60}Co

J'ai ajusté les histogrammes avec la somme d'une exponentielle et d'une gaussienne, et la résolution relative de ces liquides est autour de 30 % avec ce montage.

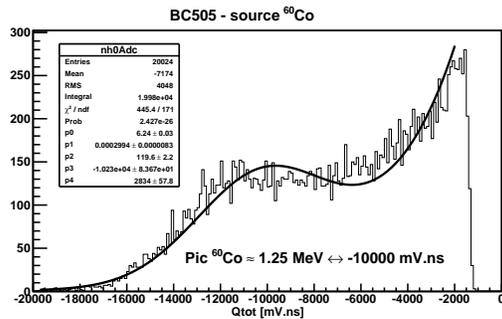


FIGURE 5.11 – Spectre Co du BC505

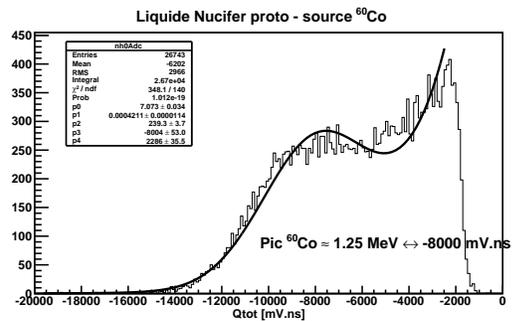


FIGURE 5.12 – Spectre Co du liquide prototype

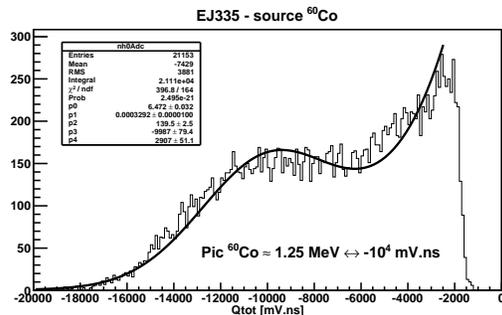


FIGURE 5.13 – Spectre Co de l'EJ335 de test

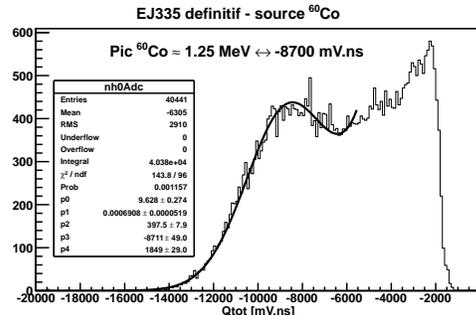


FIGURE 5.14 – Spectre Co de l'EJ335 définitif

Le BC505 a bien le plus haut rendement lumineux de ces mesures, avec une bosse à -1×10^4 mV ns (figure 5.11). Le liquide Nucifer prototype (figure 5.12) se situe à 80 % du BC505, ce qui est correct mais une valeur plus élevée n'aurait pas été surprenante car le LAB possède un bon rendement lumineux également.

L'EJ335 montre un rendement lumineux très élevé, puisque l'échantillon de test est comparable au BC505 (figure 5.13). Mais l'échantillon du bidon a bizarrement un rendement lumineux 15 % plus faible, avec $-8,7 \times 10^3$ mV ns (figure 5.14). Rétrospectivement, ce résultat aurait du nous alerter davantage.

5.6.2 PSD avec source ^{252}Cf

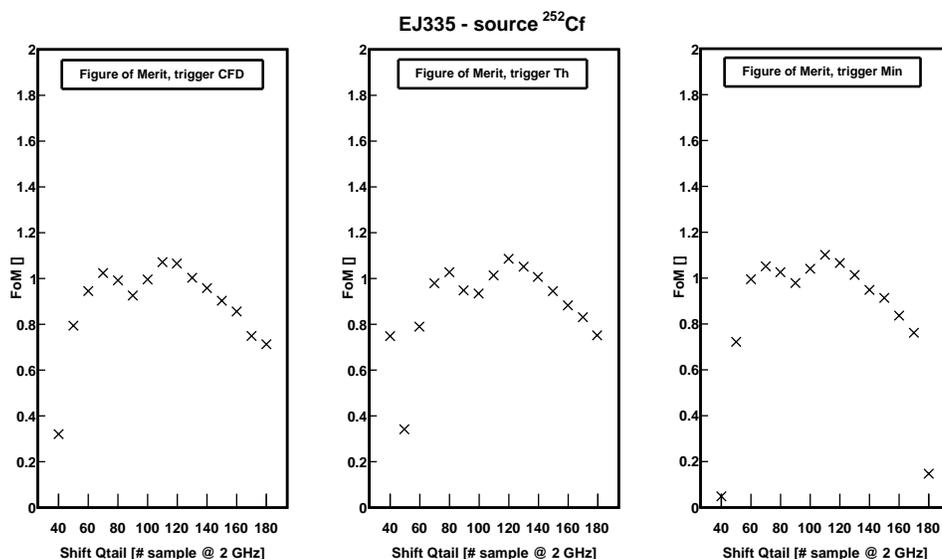


FIGURE 5.15 – FoM de l'EJ335 de test, -4×10^5 mV/ns $< Q_{tot} < -4 \times 10^3$ mV/ns. L'abscisse est en pas de temps à 2 GHz, donc la valeur affichée est le double du décalage en nanosecondes.

Tout d'abord, l'évolution du paramètre de mérite avec le décalage révèle un comportement inattendu avec un creux aux décalages intermédiaires, qui n'a été compris que lors de la seconde série de mesure. Le problème est dû à la différence d'impédance entre les bases des PM Nucifer (100 k Ω) et l'impédance d'entrée de la MATAcq (50 Ω), qui provoque une réflexion du signal (voir section 3.3.5). Après avoir parcouru un aller retour dans le fil long de quelques mètres, cette réflexion revient dans l'acquisition une vingtaine de nanosecondes après le pic de l'impulsion. La charge de la queue calculée lorsque la porte d'intégration débute aux environs de la réflexion est donc biaisée. Dans la seconde série de mesure, nous avons choisi de relier le PM à la carte MATAcq par un très long fil et la réflexion était décalée à environ 450 ns de l'impulsion, après la fin de nos deux portes d'intégration.

Les performances de ces 3 liquides en PSD sont très différentes : le FoM de l'EJ335 (figure 5.15 et 5.16) culmine à 1,1 et peut être extrapolé à 1,2, alors que celui du liquide Nucifer prototype (figure 5.18) plafonne autour de 0,5. Le BC505 (figure 5.17) se place entre les deux, avec un maximum extrapolé à 0,8. Les trois méthodes de calcul de la référence en temps donnent des résultats très similaires, sauf dans le cas du liquide Nucifer prototype. Mais la comparaison est biaisée par les difficultés du programme d'analyse à ajuster les deux

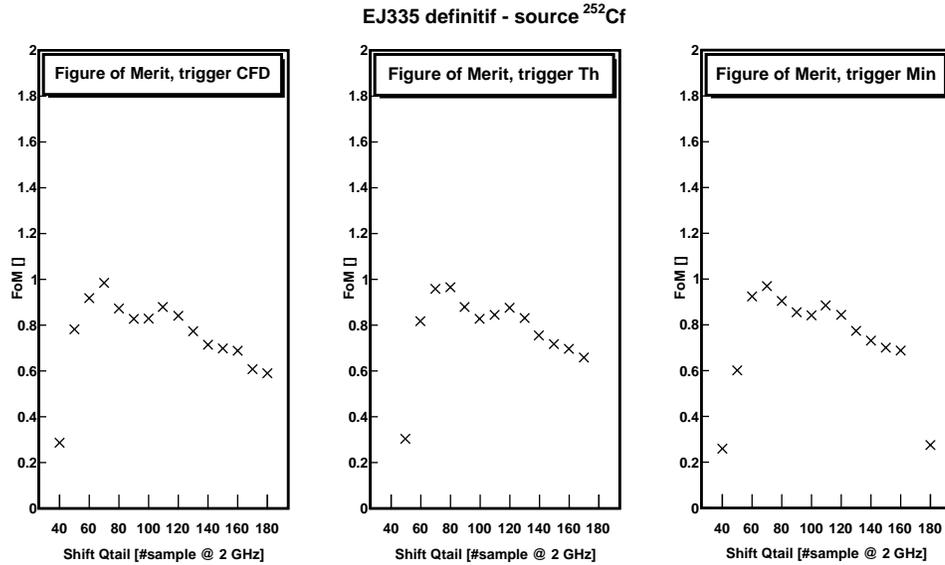


FIGURE 5.16 – **FoM de l'EJ335 définitif**, $-4 \times 10^5 \text{ mV/ns} < Q_{tot} < -4 \times 10^3 \text{ mV/ns}$.
Même remarque que figure 5.15.

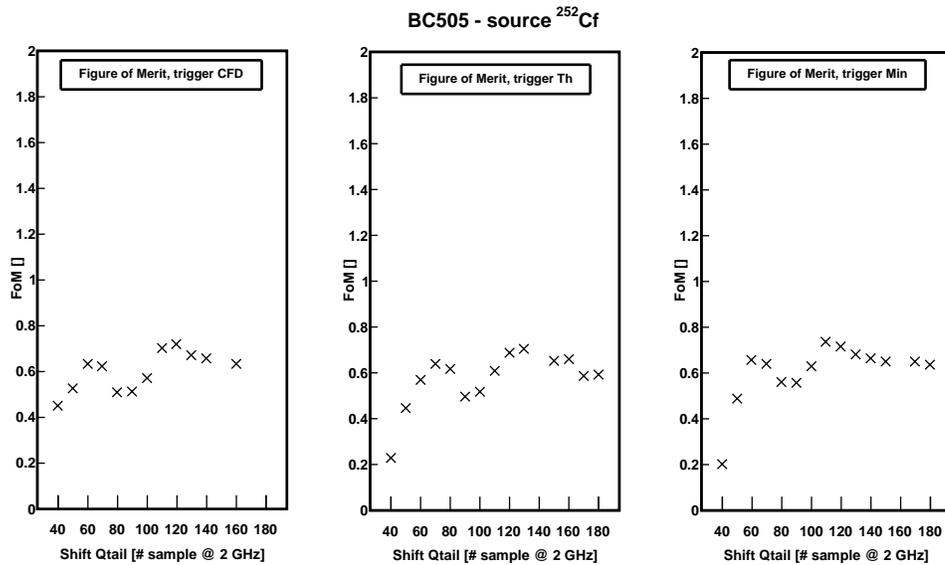


FIGURE 5.17 – **FoM du BC505**, $-4 \times 10^5 \text{ mV/ns} < Q_{tot} < -4 \times 10^3 \text{ mV/ns}$.
Même remarque que figure 5.15.

gaussiennes lorsqu'elles sont trop proches l'une de l'autre. Encore une fois, l'EJ335 de test montre des performances supérieures à l'EJ335 du bidon. Mais un décalage de quelques jours dans le bullage de l'échantillon du bidon peut être à l'origine d'une partie de l'écart.

On distingue donc une claire hiérarchie entre les 3 liquides du point de vue de la PSD : l'EJ335 est meilleur que le BC505 qui est meilleur que le liquide Nucifer prototype. D'après l'abaque de rejet des neutrons rapides (figure 5.5), le rapport signal sur bruit pouvait être amélioré d'un facteur supérieur à 10 avec l'EJ335. Le tableau 5.2 résume cette première série

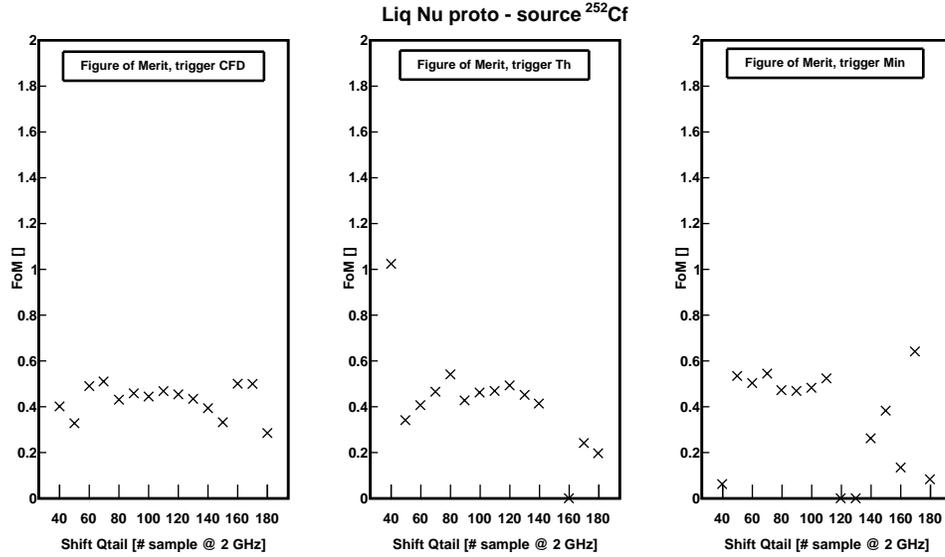


FIGURE 5.18 – **FoM du liquide Nucifer prototype**, $-4 \times 10^5 \text{ mV/ns} < Q_{tot} < -4 \times 10^3 \text{ mV/ns}$.
Même remarque que figure 5.15.

de mesures. L'incertitude sur le rendement lumineux est de 30%. Le paramètre de mérite maximal relevé essaye de corriger l'effet des réflexions du signal sur la PSD, il est donc parfois un peu supérieur aux points des figures 5.15 à 5.18.

	BC505	prototype	EJ335 test	EJ335 def
rendement lumineux (mV.ns/MeV)	8000	6400	8000	7000
paramètre de mérite maximal	0,8	0,5	1,2	1,0

TABLE 5.2 – **Résultats de la première série de mesures.**

5.7 Résultats de la seconde série de mesure

Les cellules de liquide définitif et de liquide de Daya Bay ont été bullées et mesurées dans la foulée, mais l'EJ335 *n'a pas été bullé* pour estimer les pertes de PSD dues à une contamination en oxydant par rapport aux premières mesures.

5.7.1 Rendement lumineux avec source ^{60}Co

J'ai ajusté les histogrammes avec la somme d'une exponentielle et d'une gaussienne, et la résolution relative de ces liquides est toujours autour de 30% avec ce montage.

Dans les liquides d'Heidelberg, la diminution du taux de PXE entre 100% et 20% provoque la perte d'environ un tiers de la lumière (figures 5.19, 5.20, 5.21 et 5.22). 20% de PXE est sans doute trop peu, mais le seul rendement lumineux ne permet pas de choisir définitivement une concentration de PXE plutôt qu'une autre. Le liquide PXE 50% a alors le même

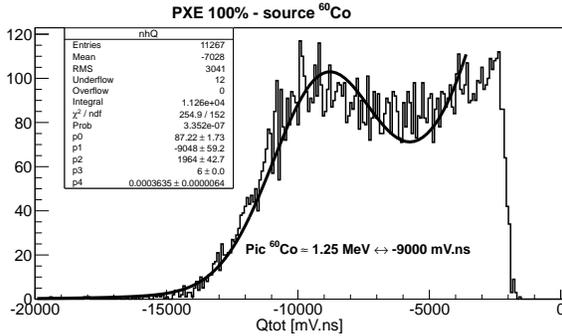


FIGURE 5.19 – Spectre Co du liquide Heidelberg 100% de PXE

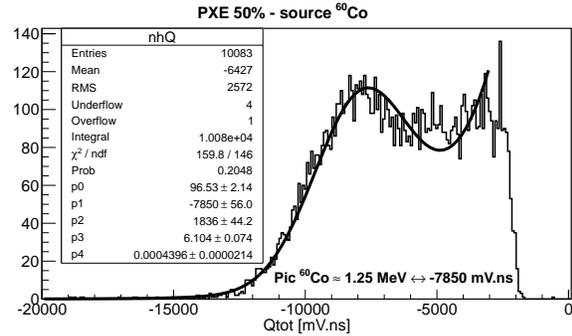


FIGURE 5.20 – Spectre Co du liquide Heidelberg 50% de PXE

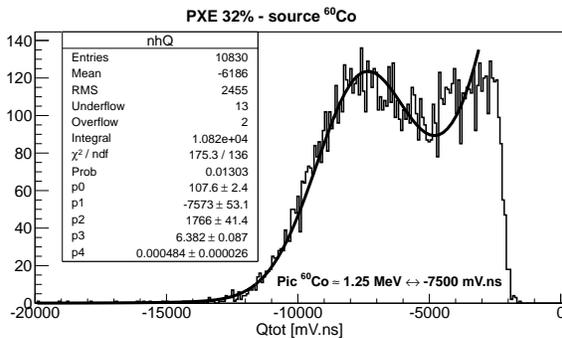


FIGURE 5.21 – Spectre Co du liquide Heidelberg 32% de PXE

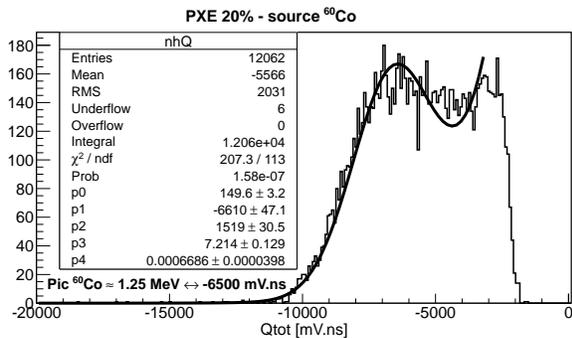


FIGURE 5.22 – Spectre Co du liquide Heidelberg 20% de PXE

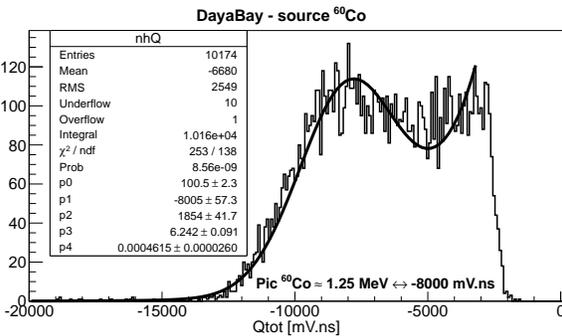


FIGURE 5.23 – Spectre Co du liquide de Daya Bay

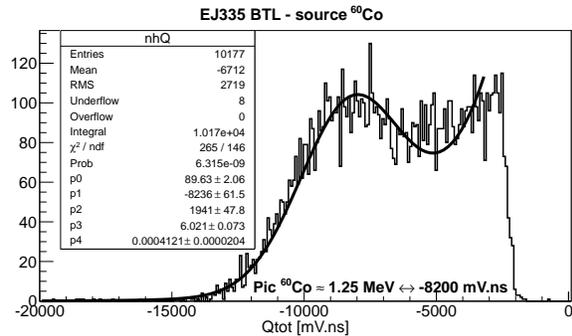


FIGURE 5.24 – Spectre Co de l'EJ335 de test, reçu en 2007

rendement lumineux que le liquide de Daya Bay (figure 5.23) et que l'EJ335 (figure 5.24), autour de 8000 photons/MeV. La contamination de l'EJ335 en oxydant provoque la perte de 20% de sa lumière, ce qui montre la nécessité d'un bon contrôle des conditions de stockage des liquides scintillants, particulièrement lors de la mesure, et donc d'un récipient étanche inerté à l'azote.

5.7.2 PSD avec source ^{252}Cf

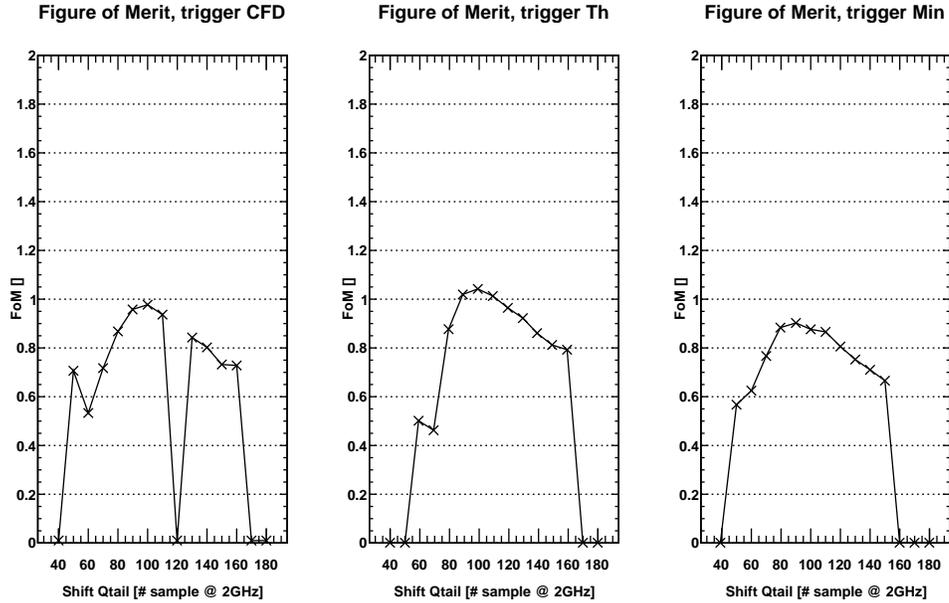


FIGURE 5.25 – FoM de l'EJ335 de test, $E > 2 \text{ MeV}$ et $|U| < 950 \text{ mV}$.

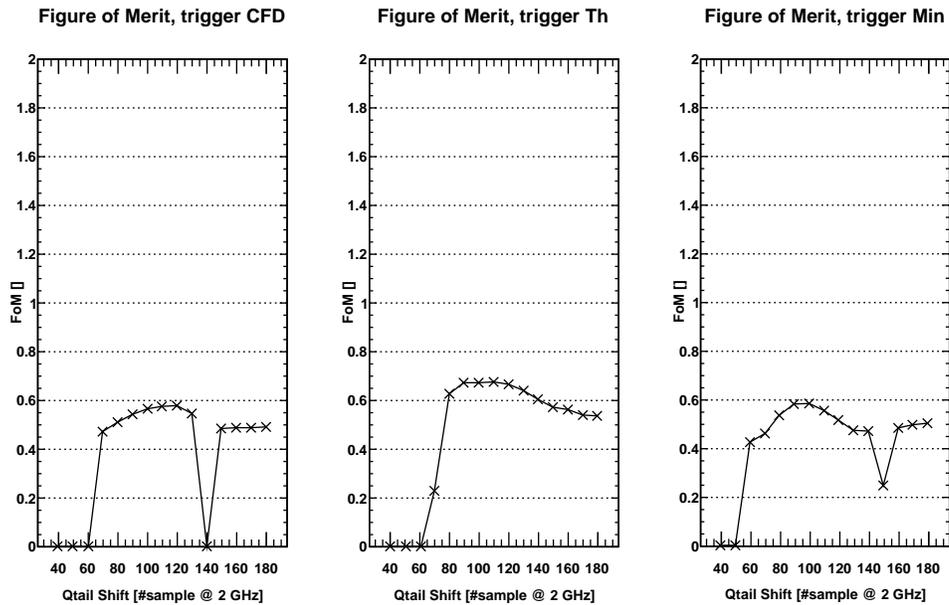
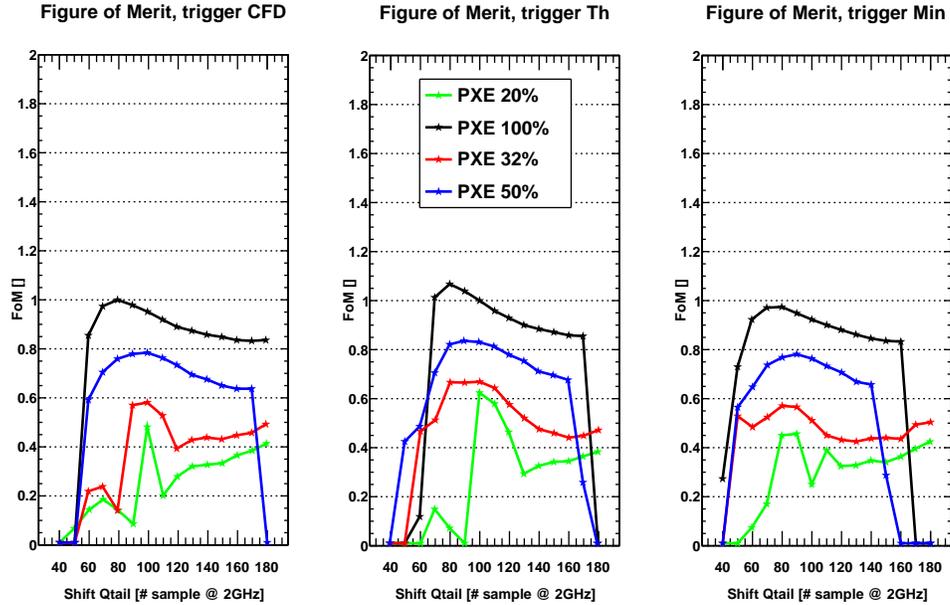


FIGURE 5.26 – FoM du liquide de Daya Bay, $E > 2 \text{ MeV}$ et $|U| < 950 \text{ mV}$.

Pour ces mesures de PSD, nous nous sommes concentrés sur la zone d'intérêt pour Nucifer, au-delà de 2 MeV. La coupure basse a donc été placée à différentes charges selon le liquide pour respecter cette coupure en énergie. Les saturations de la carte MATAQ sont ici directement supprimées par une coupure sur la tension U du signal : l'événement est rejeté lorsque la


 FIGURE 5.27 – FoM des liquides d’Heidelberg, $E > 2 \text{ MeV}$ et $|U| < 950 \text{ mV}$.

valeur absolue de la tension atteint 950 mV. Malgré ces coupures, certains points restent particulièrement sensibles lors de l’ajustement, particulièrement à bas paramètre de mérite. Les points aberrants ont été ramenés à zéro pour plus de lisibilité, mais les courbes ont parfois un aspect irrégulier lorsque l’ajustement est moyen.

L’EJ335 a également perdu de ses performances en PSD, avec une baisse du paramètre de mérite maximal vers 1 (figure 5.25). Mais il se classe tout de même largement au-dessus du liquide de Daya Bay, qui peine à dépasser un paramètre de mérite de 0,6 (figure 5.26). Ce comportement était attendu dans la mesure où le LAB du liquide de Daya Bay n’est pas du tout réputé pour la qualité de sa PSD, à l’inverse du pseudocumène de l’EJ335. Le pouvoir de discrimination des liquides d’Heidelberg diminue très nettement avec la concentration en PXE (figure 5.27). Si 100 % de PXE permettent d’atteindre un paramètre de mérite de 1, descendre en dessous de 50 % compromet sérieusement l’utilisation de la PSD dans l’analyse Nucifer finale. La concentration de PXE est donc à maximiser pour obtenir une bonne séparation des neutrons rapides et des gammas. Le tableau 5.3 résume cette seconde série de mesures. L’incertitude sur le rendement lumineux est toujours de 30 %.

	PXE100	PXE50	PXE32	PXE20	Daya Bay	EJ335 test
rendement (mV.ns/MeV)	7200	6300	6000	5200	6400	6600
FoM maximal	1,1	0,85	0,7	0,6	0,7	1,05

TABLE 5.3 – Résultats de la seconde série de mesures.

Conclusion

Le bruit de fond corrélé induit par les neutrons rapides est un des principaux obstacles qui s'opposent à la détection d'antineutrinos par Nucifer. Mais les liquides scintillants offrent la possibilité de rejeter les neutrons rapides par le truchement de l'analyse en forme du signal. Cette méthode, appelée PSD, peut être simplement mise en œuvre par la comparaison de la charge totale et de la charge de la queue de l'impulsion d'un PM. J'ai alors caractérisé plusieurs liquides, notamment le liquide utilisé dans le prototype de Nucifer et le liquide commercial EJ335 prévu pour l'expérience à Osiris, pour étudier leur capacité de réjection avant leur utilisation dans Nucifer. Ces mesures montrent que l'EJ335 est capable de rejeter plus de 99 % des neutrons rapides incidents. De manière générale, la PSD tend à augmenter avec le rendement lumineux, ce qui s'explique par l'augmentation de la statistique en photoélectrons. La présence d'oxydants (oxygène, eau) peut toutefois dégrader significativement la PSD, ce qui implique une utilisation à l'abri de l'air.

Après la découverte de la faible transparence de notre EJ335, j'ai répété ces mesures sur différents échantillons de liquides proposés par le MPIK pour déterminer la meilleure composition. Nous en avons conclu que la plus haute proportion de PXE était souhaitable, et d'au moins 50 %. J'ai également travaillé à la mesure des composantes en temps de la décroissance de l'émission lumineuse de liquides scintillants (voir annexe E). Ces composantes sont en effet nécessaires pour simuler la PSD dans GEANT4. Les résultats préliminaires montrent un déficit de statistique, que nous essayerons de compenser dans les mois qui viennent avec pour objectif la mesure du nouveau liquide préparé par Heidelberg.

Chapitre 6

Tests et caractérisation au laboratoire

La construction du détecteur a commencé en 2009 avec un prototype, réutilisant des composants immédiatement disponibles, notamment une cuve ayant servi pour le développement de Double Chooz et un liquide scintillant standard. L'expérience était alors installée sur le site de l'ancien Accélérateur Linéaire de Saclay (ALS), dans le Hall Expérimental 2 (HE2). Ce prototype a permis le développement rapide de l'électronique et des codes d'analyse, avec notamment la mise en place d'une acquisition fonctionnelle et des programmes décodant les données binaires et les traduisant en grandeurs physiques. La cuve définitive est arrivée en 2010 et la partie centrale, composée de la cuve et de toute l'instrumentation, était en place en 2011. Nous avons alors poursuivi les tests à l'ALS avec la cuve définitive et le liquide prototype, jusqu'à l'intégration à Osiris à l'automne 2011, les opérations se terminant en mars 2012.

Ce chapitre traitera de la caractérisation de Nucifer à l'ALS, en utilisant un liquide prototype non dopé, et l'analyse du détecteur à Osiris sera traitée au chapitre 7. Ce travail a été réalisé dans le cadre de 3 stages (Joaquin Arancibia Nuesch [105], Nicolas Boisset [106] et Corentin Josse [107]).

6.1 Étalonnage en énergie

6.1.1 Piédestal et gain

Les QDC codent les charges sur 12 bits, soit 4096 canaux, mais cette unité est impropre à la poursuite de l'analyse. Tout d'abord, chaque canal QDC donne une intégrale de la ligne de base différente. Nous mesurons cette intégrale, appelée piédestal, en déclenchant l'acquisition régulièrement (typiquement de 5 à 50 Hz) indépendamment des signaux physiques, ce qui revient à une intégration aléatoire par rapport aux signaux. Le niveau de la ligne de base est la combinaison de la composante continue réglable de nos séparateurs actifs, d'une boucle de courant interne à chaque canal, réglable également, et du bruit électronique. Pour que les QDC marchent correctement, le courant doit toujours être négatif, et le piédestal doit valoir quelques dizaines de canaux (sachant que de toute façon les 40 premiers canaux environ ne sont pas utilisables). Nous avons donc ajusté séparateur et QDC pour ce régime, mais des écarts de quelques dizaines de canaux demeurent entre les voies. Nous avons par ailleurs

montré que les piédestaux bougent légèrement (quelques canaux) avec la température, ce qui correspond à quelques dizaines de microvolts par degré en accord avec les spécifications de l'électronique standard. Les piédestaux doivent donc être régulièrement mesurés voie par voie, pour chaque QDC. Nous avons choisi de le faire pour chaque bloc de données.

Une fois les charges corrigées du piédestal, nous voulons calculer la charge totale vue par le détecteur. Mais les gains des PM varient également, bien que les hautes tensions aient été ajustées pour les homogénéiser. De la même manière, nous voulons mesurer régulièrement les gains, et nous utilisons pour cela la diode photoélectron seul, réglée pour que les PM ne voient un photon que pour un dixième des événements environ, et 2 photons ou plus très rarement. Toutefois, le nombre de photons détectés suit une statistique poissonnienne et il n'est pas possible de supprimer complètement la contribution des photons multiples. Le gain est alors défini comme l'écart entre le pic du piédestal et le sommet de la bosse photoélectron seul.

Concrètement, lors de l'analyse automatique réalisée par le `firstpass`, les histogrammes de piédestaux remplis par les déclenchements aléatoires et photoélectron seul sont générés pour chaque voie des deux QDC. Ces histogrammes sont ajustés par une simple gaussienne, dont la position donne le piédestal et l'écart-type la résolution des charges due à l'ensemble de l'électronique. Pour le QDC 1, les histogrammes de déclenchement photoélectron seul sont aussi créés séparément pour calculer le gain des 16 PM, mais sans les déclenchements aléatoires pour améliorer le rapport piédestal sur photoélectron seul et suivre la statistique de Poisson. Ces histogrammes sont ensuite ajustés par une fonction regroupant les différentes contributions.

La loi de Poisson $\mathcal{P}_\mu(k)$ de paramètre μ est donnée par :

$$\forall k \in \mathbb{N}, \forall \mu \in \mathbb{R}^{+*}, \quad \mathcal{P}_\mu(k) = \frac{\mu^k}{k!} e^{-\mu} \quad (6.1)$$

La fonction d'ajustement $f_N(x)$ sera donc de la forme :

$$\forall x \in \mathbb{R}, \quad f_N(x) = \mathcal{N} \times \sum_{k=0}^N \left[\mathcal{P}_\mu(k) \times g_k(x) \right] \quad (6.2)$$

avec N le nombre de contributions, donc de photons multiples détectables (en général 3), \mathcal{N} la norme et $g_k(x)$ les contributions, modélisées par une gaussienne :

$$\forall k \in \mathbb{N}, \forall x \in \mathbb{R}, \quad g_k(x) = \frac{1}{\sigma_k \sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-(x - x_k)^2}{2\sigma_k^2}\right) \quad (6.3)$$

La contribution d'indice 0 est le piédestal, la suivante le photoélectron seul et les suivantes les photoélectrons multiples. Le gain est donnée par $x_1 - x_0 = x_{spe}$. Avec un PM idéal, on devrait simplement avoir un ajustement parfait avec :

$$x_0 = x_{ped} \quad \sigma_0 = \sigma_{ped} \quad (6.4)$$

$$\forall k \in \mathbb{N}^* \quad x_k = x_{ped} + k x_{spe} \quad \sigma_k = k \sigma_{spe} \quad (6.5)$$

et donc la fonction d'ajustement serait :

$$f_N(x) = \mathcal{N} \frac{e^{-\mu}}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{1}{\sigma_{ped}} \exp\left(\frac{-(x - x_{ped})^2}{2\sigma_{ped}^2}\right) + \sum_{k=1}^N \frac{\mu^k}{k! \sqrt{k} \sigma_{spe}} \exp\left(\frac{-(x - x_{ped} - k x_{spe})^2}{2k \sigma_{spe}^2}\right) \right) \quad (6.6)$$

6.1.2 Modèle phénoménologique de collecte des charges

Malheureusement le comportement réel des PM s'éloigne suffisamment du modèle précédent (équation 6.6) pour que l'ajustement échoue systématiquement, notamment au niveau de la bosse du photoélectron seul ce qui fausse le gain. Tout d'abord, comme expliqué à la section 3.3.3, nos charges sont affectées d'une queue de distribution à gauche due aux remontées de ligne de base qui suivent les saturations des PM. Pour s'en affranchir, un veto de 1 ms après chaque saturation est nécessaire, mais cette mesure conduit à un temps mort rédhibitoire. Nous avons donc seulement pu mettre en place à l'analyse un veto logiciel de 100 μ s derrière les saturations d'au moins 15 PM, et une faible composante de nos charges restent biaisées. Pour inclure cet effet dans la fonction d'ajustement, une exponentielle croissante qui se termine au centre de la gaussienne est ajoutée aux contributions. Cela conduit à considérer qu'une contribution est la somme d'un pic et d'une exponentielle de paramètre λ_k coupée par un créneau de Heaviside $u(x - x_0)$, le tout convolué par une gaussienne d'écart-type σ_{ped} modélisant la résolution du système. Dans le cas du piédestal, le pic théorique est un pic de Dirac $\delta(x - x_0)$:

$$g_0(x) = K \exp\left(\frac{-(x - x_0)^2}{2\sigma_{ped}^2}\right) * \left[\alpha_0 \delta(x - x_0) + (1 - \alpha_0) u(x - x_0) e^{\lambda_0(x - x_0)}\right] \quad (6.7)$$

alors que dans le cas des photoélectrons, le pic est une gaussienne d'écart-type σ_{spe} :

$$g_k(x) = K e^{\left(\frac{-(x - x_k)^2}{2\sigma_{ped}^2}\right)} * \left[\alpha_k \exp\left(\frac{-(x - x_k)^2}{2\sigma_{spe}^2}\right) + (1 - \alpha_k) u(x - x_k) e^{\lambda_k(x - x_k)}\right] \quad (6.8)$$

avec K tel que $\int_{\mathbb{R}} g_k(x) dx = 1$ et α_k la proportion du pic par rapport à l'exponentielle. Une seule contribution possède maintenant 2 degrés de liberté supplémentaires. Dans les 2 cas, il vient :

$$g_k(x) = \frac{\alpha_k}{\sigma_k \sqrt{2\pi}} e^{\frac{-(x - x_k)^2}{2\sigma_k^2}} + (1 - \alpha_k) \frac{\lambda_k}{2} e^{\lambda_k(x - x_k) + \lambda_k^2 \sigma_k^2 / 2} \operatorname{erfc}\left(\frac{(x - x_k) + \lambda_k \sigma_k^2}{\sigma_k \sqrt{2}}\right) \quad (6.9)$$

avec

$$\sigma_k = \begin{cases} \sigma_{ped} & \text{si } k = 0 \\ \sqrt{\sigma_{ped}^2 + k \sigma_{spe}^2} & \text{sinon} \end{cases} \quad (6.10)$$

Deux termes se détachent : la gaussienne et la queue, produit d'une exponentielle par une fonction d'erreur complémentaire erfc .

La contribution du photoélectron seul doit encore être raffinée. En effet, la vallée entre le piédestal et la bosse photoélectron seul, cruciale pour la qualité de l'ajustement, est perturbée par des phénomènes parasites des PM, notamment les photoélectrons qui ratent la première dynode et sont accélérés à partir de la deuxième dynode, ce qui arrive à quelques pourcents des photoélectrons dans un PM aussi gros et courbé. Le signal de ces photoélectrons est une petite bosse avant la bosse photoélectron seul, au fond de la vallée. La gaussienne $\mathcal{G}_1(x)$ de la

contribution du photoélectron seul se décompose alors en deux gaussiennes :

$$\mathcal{G}_1(x) = \left[\beta \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_{ped}^2 + \sigma_{spe}^2)}} \exp\left(\frac{-(x - (x_{ped} + x_{spe}))^2}{2(\sigma_{ped}^2 + \sigma_{spe}^2)}\right) + (1 - \beta) \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_{ped}^2 + \sigma_{sec}^2)}} \exp\left(\frac{-(x - (x_{ped} + x_{sec}))^2}{2(\sigma_{ped}^2 + \sigma_{sec}^2)}\right) \right] \quad (6.11)$$

avec x_{sec} la position et σ_{sec} l'écart-type de cette gaussienne secondaire et β la probabilité que le photoélectron soit dans la bosse photoélectron seul.

Enfin, il est aussi possible pour relâcher encore les contraintes d'ajustement d'autoriser un écart-type σ_{mult} différent pour les photoélectrons multiples, mais il s'agit d'un artifice phénoménologique mal justifié. La formule la plus générale est en annexe G.2.

6.1.3 Résultats

J'ai d'abord étudié l'ajustement des histogrammes photoélectron seul avec différentes fonction, comprenant plus ou moins de degrés de liberté. J'ai aussi testé la possibilité d'utiliser deux gaussiennes séparées, une pour le piédestal et une pour le photoélectron seul, mais il est difficile de définir des intervalles de définition corrects. J'ai finalement choisi une fonction avec 15 paramètres, le maximum étudié, parce qu'elle est la plus robuste face aux variations des histogrammes et trouve presque toujours correctement le photoélectron seul et le piédestal, donc le gain. Le critère ici n'est pas le χ^2 mais bien la position des pics. Cette fonction est utilisée pour les ajustements automatiques de tous les blocs de données dans le `firstpass` (voir section 4.1.4).

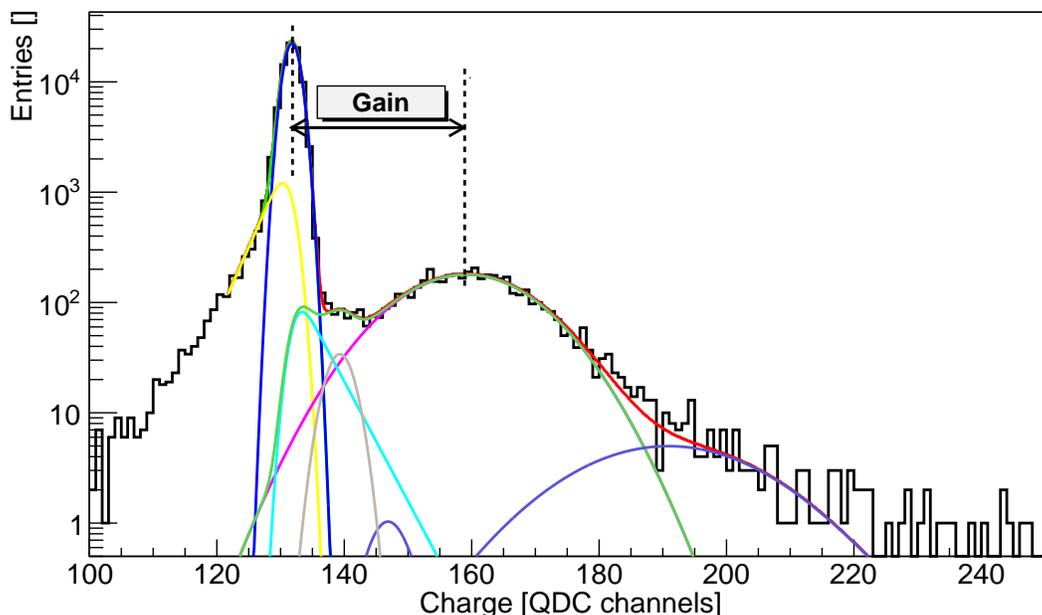


FIGURE 6.1 – **Ajustement d'un histogramme photoélectron seul.** Les différentes contributions sont superposées à la fonction globale, en rouge. En gris, la gaussienne secondaire du photoélectron seul est essentielle pour combler la vallée. Le troisième photoélectron n'apparaît pas.

La figure 6.1 montre le résultat d'un ajustement, avec les composantes séparées. Les paramètres sont donnés dans le tableau 6.1 :

\mathcal{N}	μ	x_{ped}	σ_{ped}	α_{ped}	λ_{ped}	x_{spe}	σ_{spe}	α_{spe}	λ_{spe}	x_{sec}	σ_{sec}	β	x_{mult}	σ_{mult}
85300	0,0675	131,8	1,30	0,087	0,30	27,4	10,3	0,10	0,25	7,5	1,76	0,96	29,5	9,89

TABLE 6.1 – **Paramètres de l'ajustement du photoélectron seul.** Le nombre de photoélectrons multiples est fixé à $N = 3$.

La queue du piédestal est ici très marquée et la contribution de l'exponentielle (en jaune) est clairement nécessaire. Le pic piédestal et le pic photoélectron seul sont très bien reproduits avec une gaussienne chacun, mais la vallée entre les deux est nettement moins creusée que l'intersection des gaussiennes (courbes roses et bleu foncé). La combinaison de la queue du photoélectron seul (en bleu ciel) et de la gaussienne secondaire (en gris) permet toutefois un très bon ajustement et surtout laisse la gaussienne principale libre de reproduire la bosse, sinon la minimisation a tendance à ramener la gaussienne photoélectron seul vers le piédestal.

Le deuxième photoélectron est bien visible mais la statistique est trop faible pour mettre en évidence le troisième. Le gain du deuxième photoélectron est supérieur de 2 canaux au gain du premier, ce qui est inattendu : une fois de plus, la liberté laissée au photoélectron seul permet un meilleur ajustement du gain. Le paramètre μ de la distribution de Poisson vaut 6,75 %, ce qui montre un régime clairement dominé par le photoélectron seul, avec une contribution mineure des photoélectrons multiples. Il est à noter que selon le PM, la haute tension, le séparateur et la voie du QDC¹, le signal photoélectron seul peut varier énormément, ce qui impacte directement l'ajustement et le gain.

Lorsque le réacteur est allumé, le taux de déclenchement approche les 3 kHz, et les 500 Mo d'un bloc de données sont atteints en moins d'un quart d'heure (le temps mort atteint d'ailleurs 30 %). Le nombre d'événements photoélectron seul est alors insuffisant (quelques milliers sur 1,6 millions d'événements enregistrés), comme l'a montré la figure 4.2 qui présente l'ajustement automatique sur les 16 voies du QDC 1 pour le bloc de données n° 4000².

Pour améliorer la fiabilité du calcul du gain, j'ai mis en place une procédure où les blocs de données sont regroupés par 20 avant d'être ajustés lorsque le réacteur est en fonctionnement. Lorsque le réacteur est à l'arrêt, l'ajustement reste effectué pour chaque bloc. La figure 7.9, qui présente les valeurs des gains et des piédestaux pour les blocs de données 2000 à 6600, montre bien cette différence de procédure, avec des gains plus dispersés lors des périodes d'arrêt du réacteur.

La méthode marche, au sens où visuellement la fonction une fois minimisée recouvre l'histogramme. Toutefois, et en grande partie à cause du manque de statistique et de la variabilité des mesures, l'ajustement évolue d'un bloc à l'autre, le χ^2 par degré de liberté est rarement de l'ordre de 1 et certains paramètres atteignent les limites qui leur sont fixées. Un exemple de paramètres d'ajustement des 16 PM est présenté en annexe G.1, et les nombres entiers qui ressortent sont caractéristiques d'un paramètre égal à une de ses bornes de variation. Cet étalonnage automatique des charges est donc un compromis acceptable entre automatisations et qualité de l'ajustement.

1. La voie du QDC influe sur le piédestal uniquement.

2. La même fonction est utilisée, mais les contributions ne sont pas tracées car cette figure est ensuite affichée sur ELOG et a pour vocation de permettre le contrôle rapide de la qualité de l'ajustement.

6.1.4 Linéarité en charges de l'acquisition

L'ensemble des DEL et des fibres optiques constitue le premier moyen disponible pour mesurer la linéarité du détecteur. Comme la lumière est générée directement et non par la scintillation, cette linéarité n'est sensible qu'à l'électronique et à la transmission de la cuve (ce qui comprend la transparence du liquide, les diffusions et les réflexions sur les parois). Avec les sources, nous avons ensuite accès à tout le processus de détection, incluant la scintillation, ce qui permet de séparer les effets dans le processus de détection et donc de simplifier l'interprétation.

La quantité de lumière émise par les diodes n'est pas connue, cette analyse repose uniquement sur les comparaisons entre diodes. Comme nous pouvons allumer plusieurs diodes simultanément, nos 4 DEL (hors photoélectron seul) nous permettent d'explorer une large gamme de sensibilité du détecteur. La zone cible est bien sûr les charges correspondant à des dépôts d'énergie entre le MeV et 10 MeV, où nous attendons les signaux physiques.

Les 4 DEL que nous utilisons sont appelées D3, D4, D5 et D6³. La figure 6.2 montre la réponse du détecteur aux DEL et à leurs combinaisons (11 au total), couvrant ainsi une gamme allant de 70 à plus de 700 photoélectrons.

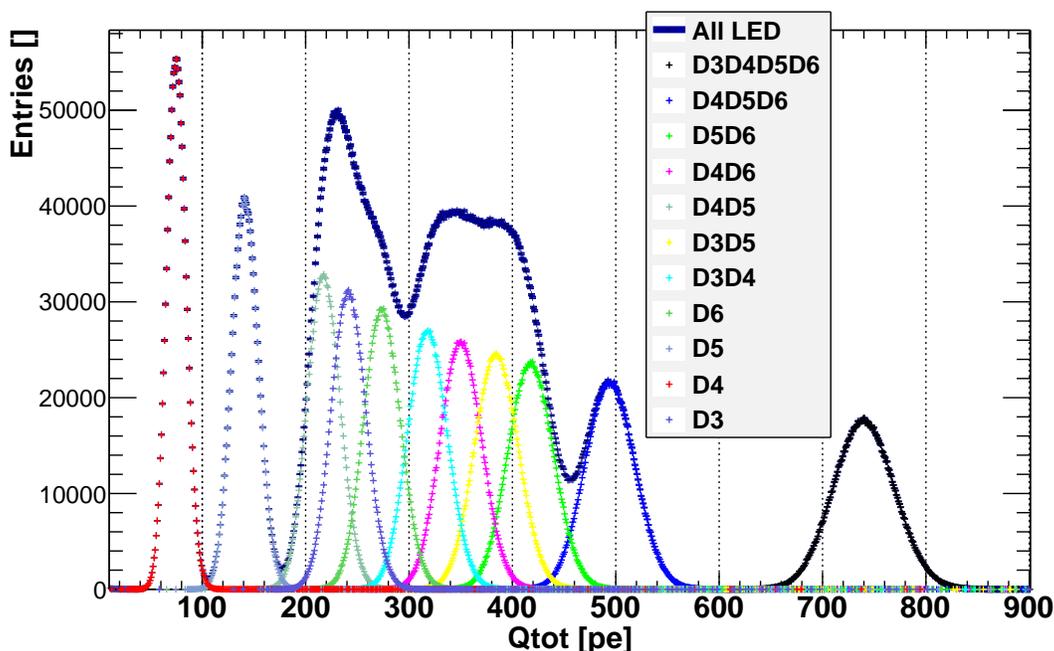


FIGURE 6.2 – Charges mesurées pour les 4 DEL et leurs combinaisons.

Chaque pic de combinaison de diode est ensuite ajusté automatiquement par une gaussienne, de position $\mu(Q)$ avec Q la charge correspondante en photoélectrons. Nous comparons ensuite la position de chaque combinaison (symbolisée par $\mu(Q1 + Q2)$) avec la somme des positions de ses constituants (symbolisée par $\mu(Q1) + \mu(Q2)$) pour vérifier que la charge collectée lorsque plusieurs diodes sont allumées simultanément est bien proportionnelle à la somme des charges collectées lorsque les diodes sont allumées individuellement. Nous pouvons aussi calculer les résidus $(\mu(Q1 + Q2) - \mu(Q1) - \mu(Q2)) / (\mu(Q1) + \mu(Q2))$ pour voir la déviation

3. Les diodes D1 et D2 sont les deux DEL photoélectron seul (dont une de secours). D3 est plus intense que D4 et D5.

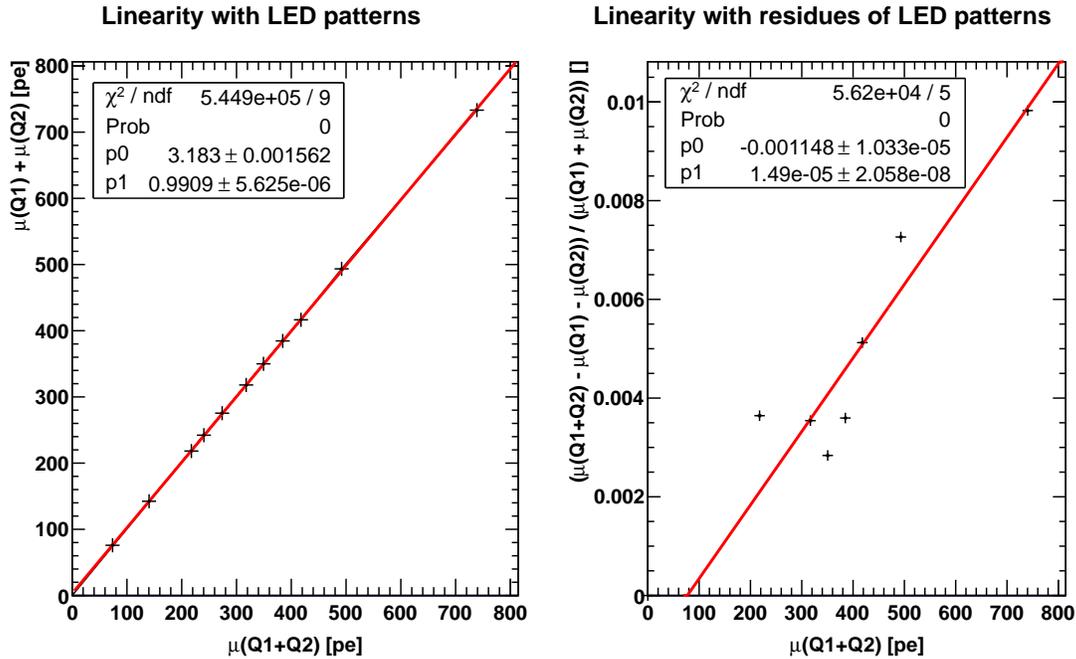
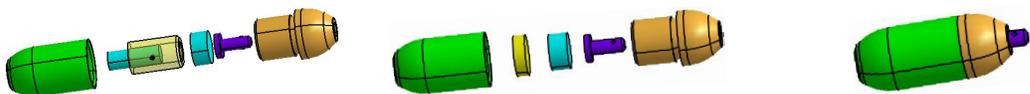


FIGURE 6.3 – **Linéarité du détecteur en réponse aux DEL.** À gauche, comparaison de la somme des charges des diodes individuelles ($\mu(Q1) + \mu(Q2)$) avec la charge des diodes allumées simultanément ($\mu(Q1 + Q2)$); à droite, les résidus. $\mu(Q)$ est la position d’une gaussienne ajustée sur la DEL de charge Q , en photoélectrons (pe). Contrairement à la droite de linéarité, les résidus ne montrent que les 7 combinaisons et pas les diodes seules. Blocs de données n° 6250 à 6299.

par rapport à une droite. La figure 6.3 montre ces deux courbes, et leur ajustement par des droites. Les diodes les plus intenses dévient du nuage de points des premiers résidus, mais l’écart reste inférieur à 1 %, nos spécifications sont donc respectées.

6.1.5 Sources radioactives

Pour passer d’une échelle en charge à une échelle en énergie, nous utilisons 4 sources radioactives, décrites dans le tableau 6.2. Trois d’entre elles sont des sources gamma, qui libèrent des raies bien définies mais dont les interactions ne garantissent pas que la totalité de l’énergie soit déposée dans le liquide. Dans bien des cas notamment, le gamma ressort du liquide après une interaction Compton, ce qui donne des queues de distributions importantes. Cet effet est particulièrement sensible lorsque la source est à l’extérieur ou à une extrémité du tube d’étalonnage.



(a) Porte source gamma éclaté. (b) Porte source AmBe éclaté. (c) Porte source fermé

FIGURE 6.4 – **Porte source** La source γ est en bleu ciel, la source AmBe est en jaune. Le même type de porte source est utilisé pour les 2 modèles de source.

Quatre porte-sources (figure 6.4) permettent l'insertion des sources dans le tube d'étalonnage, en accrochant un porte source à un câble. Les 3 sources gammas ont la même géométrie, un petit cylindre de plastique contenant les radionucléides à sa base (figure 6.5a). La source AmBe a la forme d'une pastille de plastique encapsulant en son centre l'américium déposé entre 2 disques de béryllium (figure 6.5b).

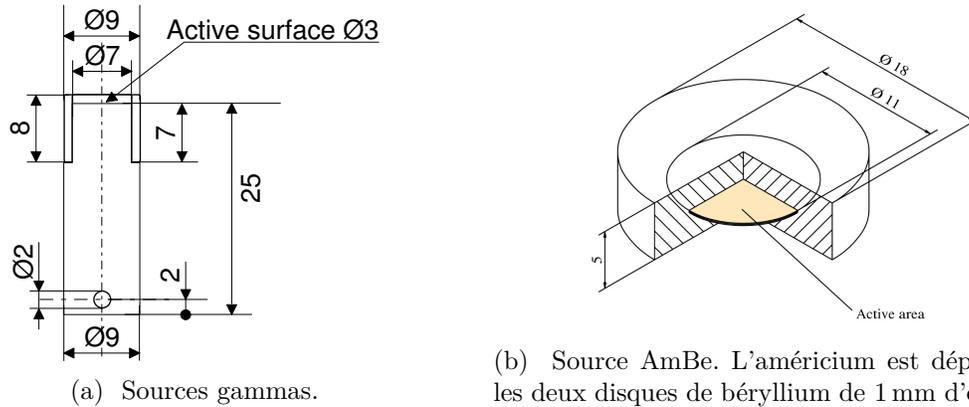


FIGURE 6.5 – Géométrie des sources utilisées pour Nucifer.

Source	Demi-vie (an)	Réaction	Observable	Énergie (MeV)
^{137}Cs	30,1	$^{137}_{55}\text{Cs} \xrightarrow{\beta^-} ^{137}_{56}\text{Ba} + e^- + \bar{\nu}_e + \gamma$	1 γ	0,611
^{60}Co	5,27	$^{60}_{27}\text{Co} \xrightarrow{\beta^-} ^{60}_{28}\text{Ni} + e^- + \bar{\nu}_e + \gamma$	2 γ	1,15 et 1,35
^{22}Na	2,60	a) $^{22}_{11}\text{Na} \xrightarrow{\beta^+} ^{22}_{10}\text{Ne} + e^+ + \nu_e + \gamma$ b) $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$	2+1 γ	$2 \times 0,511$ et 1,25
AmBe	432	a) $^{241}_{95}\text{Am} \rightarrow ^{237}_{93}\text{Np} + 4\alpha$ b) $4\alpha + {}^9_4\text{Be} \rightarrow {}^{13}_6\text{C}^*$ c) ${}^{13}_6\text{C}^* \rightarrow {}^{12}_6\text{C}^* + {}^1_0\text{n}$ d) ${}^{12}_6\text{C}^* \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + \gamma$	1 γ et 1 ${}^1_0\text{n}$	4,4 et plusieurs MeV

TABLE 6.2 – Émissions des sources utilisées par l'expérience Nucifer.

La source césium 137 est la plus simple de toute, puisqu'elle n'émet dans tous les cas qu'un seul et unique gamma. Son énergie de 0,66 MeV est un peu basse pour Nucifer, et une soustraction de bruit de fond est indispensable pour la distinguer. Son interprétation est simple mais son spectre est souvent coupé par le seuil de l'acquisition, ce qui limite les possibilités d'étude.

La source cobalt 60 émet au même instant 2 gammas de 1,15 MeV et 1,35 MeV dans presque tous les cas. Placée au centre de Nucifer, dans le tube d'étalonnage, les deux gammas sont vus simultanément par le détecteur et le pic d'énergie correspond à la somme des énergies 2,5 MeV. Si la source est à l'extérieur, un seul gamma est détecté en moyenne et le pic est à la moyenne des énergies 1,25 MeV. La corrélation de la direction des deux gammas est faible et permet toutes les combinaisons entre absorption, effet Compton et fuite de chaque gamma.

La source sodium 22 est une source β^+ qui émet un gamma de 1,25 MeV en même temps qu'un positon. Le positon n'a pas assez d'énergie pour sortir de la source et s'y annihile en produisant 2 gammas de 511 keV dans la majorité des cas, émis dos à dos (même direction, sens opposés)⁴. Au centre du détecteur, un total de 2,25 MeV est donc déposé. Si la source est à l'extérieur, un seul des deux gammas d'annihilation part dans la direction du détecteur, et se combine dans une petite moitié des cas avec le gamma principal. Ces deux gammas de basse énergie sont plus sensibles que les autres à la matière non active, comme le porte source.

La dernière source, dite « AmBe » parce que contenant un mélange d'américium 241 et de béryllium, délivre un neutron, et dans environ les 3/4 des cas un gamma de 4,4 MeV au même instant. L'émission du neutron est donc signalée par ce gamma de haute énergie très caractéristique, ce qui permet la recherche de paires semblables à des événements neutrinos (corrélation en temps et énergie retardée similaires). L'énergie du neutron est mal caractérisée, car elle dépend de la géométrie fine de la source qui influe fortement sur l'énergie des α qui entrent en contact avec l'américium et donc sur l'énergie disponible en sortie de réaction.

6.1.6 Droite d'étalonnage

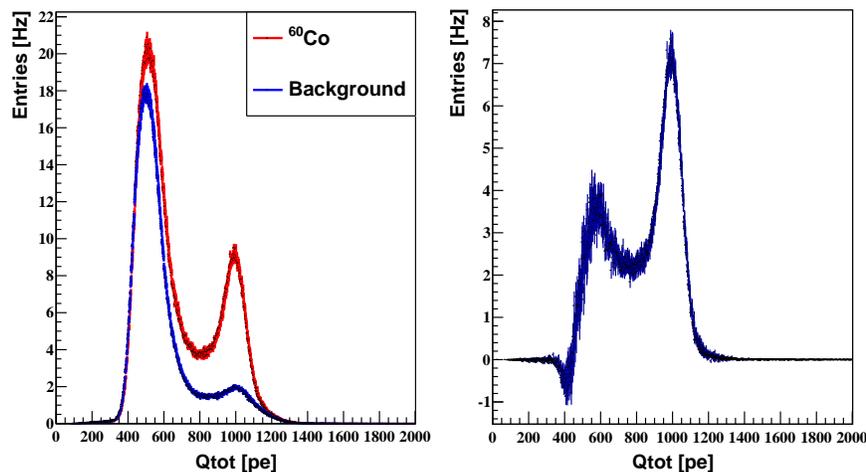


FIGURE 6.6 – Source ^{60}Co au centre du tube d'étalonnage du prototype de Nucifer. À gauche, le bruit de fond (en bleu) et les données de source (en rouge). À droite, la soustraction du bruit de fond, les deux prises de données étant normalisées par leurs temps de vie respectifs. Un artefact de soustraction est responsable du pic négatif à 400 photoélectrons (pe). Le pic de capture à 2,5 MeV ressort clairement, avec une partie du front Compton. Dans le bruit de fond, le pic à 2,6 MeV est attribué au thallium 208.

4. L'annihilation positon/électron peut produire plusieurs gammas (5 ont été mesurés), ou même un seul si un électron à proximité du positonium permet de conserver la quantité de mouvement [108].

En déployant les sources dans le tube central, nous pouvons ensuite étalonner le détecteur en énergie. La soustraction du bruit de fond, réalisée grâce à l'`analyzer`, est nécessaire pour obtenir des pics nets, comme le montre la figure 6.6. En effet, l'activité des sources est de quelques milliers de Becquerels (voire dizaine pour les neutrons de l'AmBe), alors que le bruit de fond atteint facilement plusieurs kilohertz, particulièrement quand le seuil est bas pour détecter la source césium.

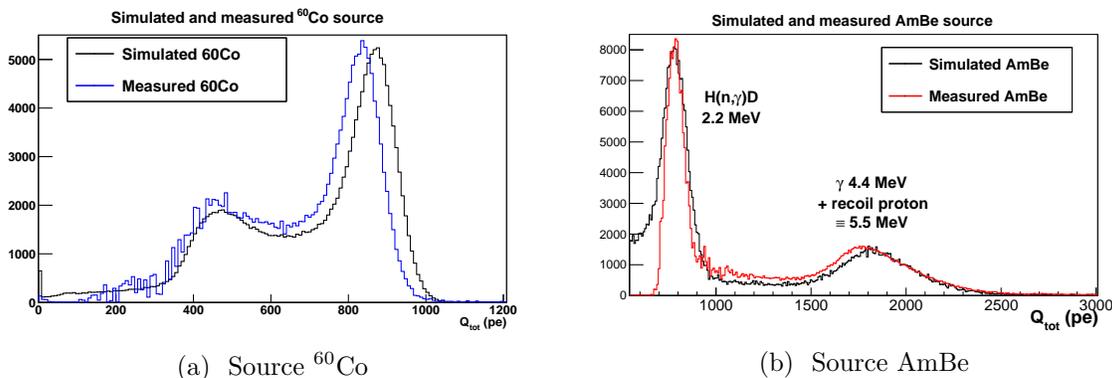


FIGURE 6.7 – Comparaison de la charge d’une source au centre de la cuve mesurée et simulée avec GEANT4. Simulation sans paramètre libre, avant ajustement du rendement lumineux.

Les figures 6.7a et 6.7b présentent les courbes obtenues, avec la simulation de ces mêmes sources superposée en noir. La source ^{60}Co est relativement simple à interpréter, avec un pic d’absorption à 2,5 MeV qui s’étend jusqu’à une bosse due aux fuites (totales ou partielles).

En revanche la source AmBe est plus compliquée. En effet, sur l’événement prompt sont émis au même instant un gamma de 4,4 MeV et un neutron rapide (plusieurs MeV). Ce neutron rapide a toutes les chances de laisser toute son énergie au liquide par collisions successives avec des protons (ou noyaux d’hydrogène), qui lui prennent en moyenne la moitié de son énergie par collision. Les premières collisions, qui comprennent la grande majorité de l’énergie, ont lieu en quelques nanosecondes, le signal de neutron rapide est donc unique, contient toute l’énergie du neutron et se superpose au signal du gamma de 4,4 MeV. Mais comme l’excitation du liquide passe par des protons de recul, l’effet de désactivation (« quenching ») renvoie les quelques MeV du neutron rapide à un équivalent de 1,1 MeV en moyenne d’après nos simulations. Le signal prompt a donc une énergie totale moyenne de 5,5 MeV, avec une grande largeur due à la largeur du spectre d’émission du neutron.

Le neutron une fois thermalisé peut ensuite diffuser dans le liquide jusqu’à sa capture radiative par l’hydrogène, dont la section efficace est bien supérieure à celle du carbone 12 ou de l’oxygène 16. Cette capture libère un gamma de 2,2 MeV, provoquant un second pic.

Le premier intérêt de la source AmBe est donc de fournir un point à haute énergie pour la courbe d’étalonnage en figure 6.8. Le point à 2,2 MeV n’a pas été reporté sur la courbe car la source ^{22}Na a une énergie très voisine. Cette courbe, valable uniquement avec notre cuve prototype et notre liquide prototype, est parfaitement linéaire, avec un χ^2 trop faible qui montre que nos erreurs sont surestimées. Le rendement lumineux s’établit à (330 ± 7) photoélectrons/MeV. Avec la cuve définitive, il monte à (370 ± 10) photoélectrons/MeV, ce qui s’explique par la meilleure qualité optique du revêtement de surface de la cuve définitive (téflon blanc contre peinture jaunissante).

La simulation reproduit très bien nos sources, et la droite d’étalonnage simulée est tout à

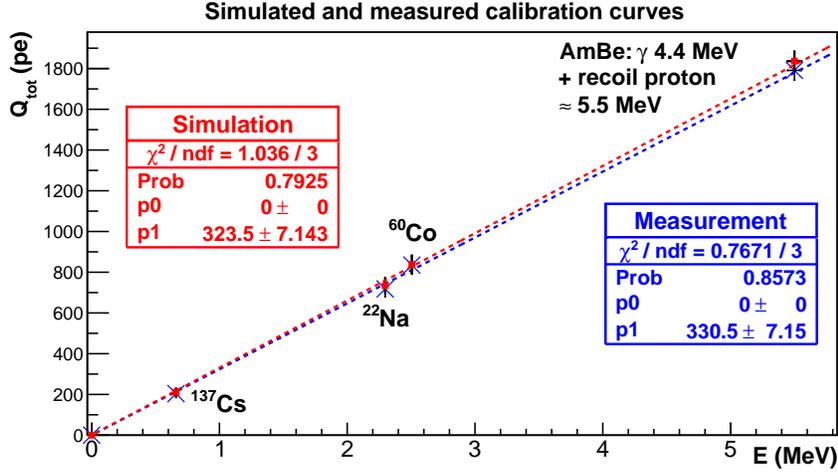


FIGURE 6.8 – Comparaison des droites d'étalonnage mesurée et simulée avec GEANT4.

fait compatible avec la mesure. Le léger écart entre le rendement lumineux mesuré et simulé peut être réduit en l'ajustant dans la simulation.

6.2 Étalonnage en temps

6.2.1 Horloge NIMbox

La mesure du temps dans Nucifer (illustrée par la figure 6.9) repose sur deux chronomètres : l'horloge NIMbox et l'horloge interne du TDC. Le premier est construit en suivant dans notre compteur VME les créneaux d'une horloge générée par la NIMbox. Cette horloge a une fréquence de précisément 10 MHz, sa période T_H a en effet été mesurée à l'oscilloscope à $(100,0 \pm 0,1)$ ns. Lors d'un événement n , le compteur renvoie le nombre de créneaux N_n qu'il a reçu depuis son initialisation. Le temps de l'événement t_n est donc à moins de 100 ns du dernier créneau généré par l'horloge :

$$N_n T_H < t_n < (N_n + 1) T_H \quad (6.12)$$

Le compteur ne code le nombre de coups que sur 32 bits, ce qui signifie un retour à zéro après $2^{32} \simeq 4,3 \times 10^9$ créneaux d'horloge, soit $T_{raz}^H = 7,158$ minutes. Il faut donc compter ces \mathcal{N}_{raz}^H retours à zéro. Comme le compteur de créneaux d'horloge tourne en permanence et pas seulement lors d'un déclenchement de l'acquisition, les nombres de coups enregistrés ne se suivent pas ($N_{n+1} \neq N_n + 1$) et n'ont pas de raison de montrer la valeur zéro. À l'inverse, il arrive (pour des raisons encore mal élucidées) que le compteur affiche zéro sur une ou plusieurs de ses voies de manière aléatoire, la recherche de retour à zéro n'est donc pas triviale. Je l'ai résolu en cherchant une suite de 5 événements tels que :

$$2^{32} - 10^6 < N_{n-2} < N_{n-1} \text{ et } N_n < N_{n+1} < N_{n+2} < 10^6 \quad (6.13)$$

L'événement n est alors considéré comme retour à zéro. Les zéros aléatoires ne respectent pas cette succession. La valeur de 10^6 comme distance aux limites haute et basse est arbitraire et plutôt grande par sécurité mais permet de trouver les retours à zéros tant que la fréquence

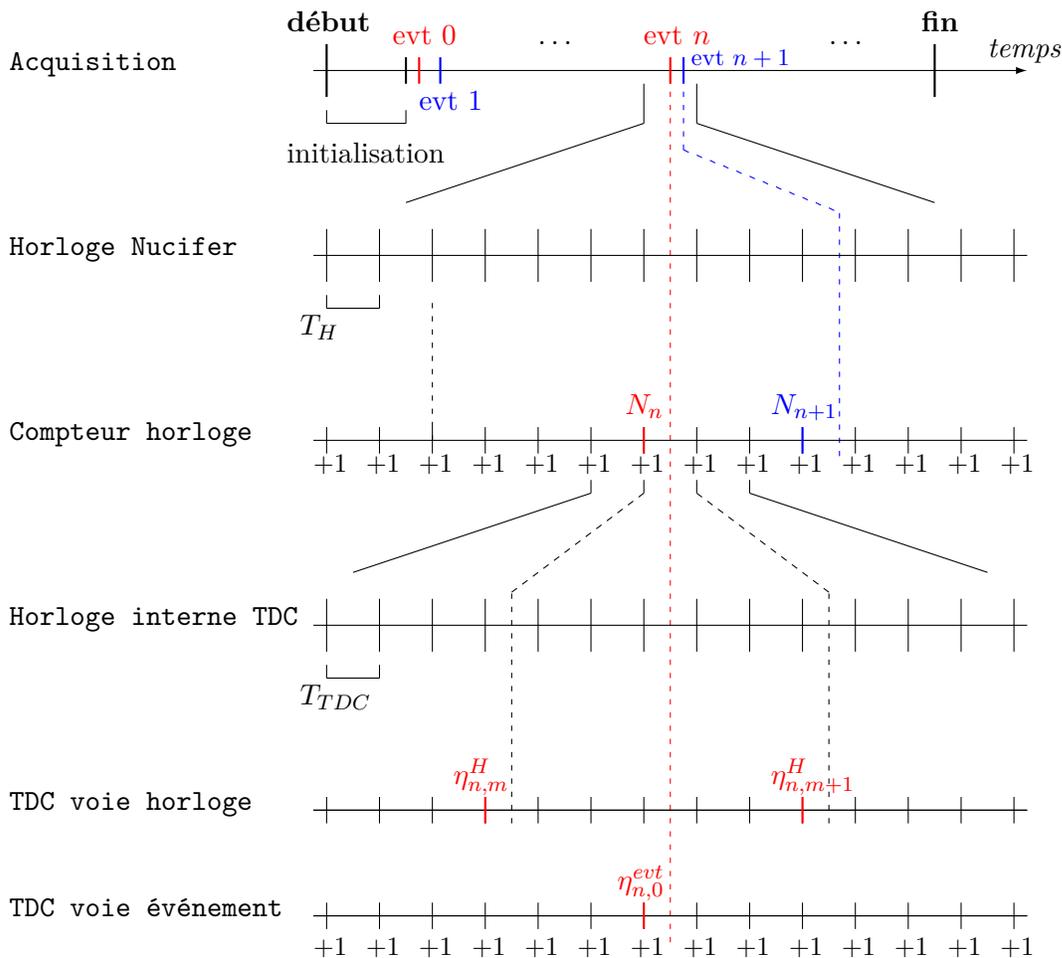


FIGURE 6.9 – **Mesure du temps dans Nucifer.** Lors de l’enregistrement de l’événement n , les valeurs en rouge (entre autres) sont sauvegardées. La voie « événement » du TDC correspond à un 00 logique entre tous les déclenchements.

d’acquisition est d’au moins 10 Hz, ce qui est assuré dans toutes nos mesures. En ne tenant compte que de cette horloge, le temps de l’événement est donc :

$$t_n = \mathcal{N}_{raz}^H T_{raz}^H + N_n T_H \quad \pm 0,1 \mu\text{s} \quad (6.14)$$

6.2.2 Horloge TDC

Pour affiner la mesure du temps, nous utilisons ensuite le TDC. Celui-ci a une horloge interne de période 25 ps, dont les impulsions sont comptées sur 21 bits. Plus précisément, le retour à zéro du TDC intervient toutes les $T_{raz}^{TDC} = (51,2003 \pm 0,0001) \mu\text{s}$ d’après nos mesures à l’oscilloscope, ce qui correspond à une période $T_{TDC} = (24,414 \pm 0,001) \text{ps}$ (ou une fréquence de $(40,960 \pm 0,001) \text{GHz}$).

En plus des voies de déclenchements, nous envoyons notre horloge NIMbox dans le TDC, et à chaque événement nous calculons la différence entre le dernier créneau d’horloge enregistré par le TDC avant le déclenchement $\eta_{n,m}^H$ (TDC multi coups, voir section 3.3.5) et le déclenchement lui-même $\eta_{n,0}^{evt}$ (sur la voie réalisant le 00 logique entre tous les modes de dé-

clenchements). Comme le TDC enregistre le temps de toutes les impulsions 250 ns de part et d'autre de l'événement et que l'horloge NIMbox a une période de 100 ns, plusieurs temps sont enregistrés sur la voie horloge du TDC (normalement 4). Par contre, le déclenchement ne peut pas être précédé d'une autre impulsion, parce que cette première impulsion aurait déclenché l'acquisition et initié le veto nécessaire pour prévenir l'empilement d'événements pendant l'intégration des QDC. Le premier temps $\eta_{n,0}^{evt}$ a donc forcément été le déclencheur.

Le temps devient donc plus précis avec cette correction supplémentaire :

$$t_n = \mathcal{N}_{raz}^H T_{raz}^H + N_n T_H + (\eta_{n,0}^{evt} - \eta_{n,m}^H) T_{TDC} \pm 25 \text{ ps} \quad (6.15)$$

avec m tel que :

$$\eta_{n,m}^H < \eta_{n,0}^{evt} < \eta_{n,m+1}^H \quad (6.16)$$

Les retours à zéro du TDC peuvent quand même perturber la mesure. En effet, si le retour à zéro i intervient entre le créneau d'horloge m et l'événement n , la correction devient :

$$\eta_{n,0}^{evt} - \eta_{n,m}^H = \eta_{n,0}^{evt} - \eta_i^{raz} - (\eta_{n,m}^H - \eta_{i-1}^{raz}) \quad (6.17)$$

$$= \eta_{i-1}^{raz} - (\eta_{i-1}^{raz} + T_{raz}^{TDC}) + \eta_{n,0}^{evt} - \eta_{n,m}^H \quad (6.18)$$

$$= \eta_{n,0}^{evt} - \eta_{n,m}^H - T_{raz}^{TDC} \quad (6.19)$$

Dans ce cas, le temps est donc biaisé de 51,2 μs alors que l'objectif est une correction de moins de 100 ns. Nous testons donc si la correction $\eta_{n,0}^{evt} - \eta_{n,m}^H$ est du bon ordre de grandeur, et sinon nous ajoutons une période de retour à zéro TDC pour retrouver la valeur correcte. Au final, nous avons donc un temps pour chaque événement, exprimé en microsecondes, avec une précision de 25 ps. La résolution en temps sera donc dominée par le temps de réponse de nos PM, de l'ordre de la nanoseconde. De plus, nous pouvons calculer les temps pour chaque PM, afin de tirer parti des écarts de temps d'arrivée en fonction de la position de l'interaction pour retrouver le vertex.

6.2.3 Référence en temps

Avec le temps calculé par la formule 6.15, la référence en temps devrait être le début de la prise de données. Mais lors de la phase d'initialisation de l'acquisition, les modules VME sont activés successivement les uns après les autres : un événement pourrait donc être enregistré dans un premier module, déjà en service, et pas dans un autre, d'où un décalage permanent des événements jusqu'à la fin de la prise de données. Pour éviter cela, l'ordinateur commence avant toute chose par envoyer un veto à l'acquisition, puis initialise les modules et enfin relâche ce veto. Les décalages entre modules ne sont plus à craindre, mais le compteur a commencé à enregistrer les créneaux d'horloges alors que l'acquisition subit un veto. Nous prenons donc comme référence le premier événement enregistré, d'indice 0, et le temps de l'événement n devient :

$$t_n = \mathcal{N}_{raz}^H T_{raz}^H + (N_n - N_0) T_H + (\eta_{n,0}^{evt} - \eta_{n,m}^H) T_{TDC} \pm 25 \text{ ps} \quad (6.20)$$

Les temps dans Nucifer ne sont utilisés que pour calculer des écarts entre événements, ce qui permet de négliger la correction TDC sur l'événement 0. Toutefois les études en temps doivent rester confinées à l'intérieur d'un même bloc de données, avec la même référence.

6.2.4 Calculs des temps morts

Le temps mort dans Nucifer a plusieurs origines :

1. l'initialisation, qui demande quelques secondes ;
2. le veto muon lorsqu'il est opéré de façon matérielle (réacteur allumé) ;
3. le veto QDC qui suit chaque acquisition ;
4. la saturation de la mémoire interne des modules VME ;
5. les éventuels vetos logiciels à l'analyse pour rejeter ou isoler des événements.

Le temps mort dû à l'initialisation est pris en compte avec le choix du premier événement du bloc de données comme référence.

Les temps morts 2 à 4 sont mesurés directement grâce à une autre voie du compteur qui n'enregistre les créneaux d'horloges NIMbox que lorsqu'aucun veto de l'acquisition n'est actif ; on parle d'horloge inhibée. Le temps enregistré par cette horloge est en fait le temps de vie, soit la différence entre le temps réel et le temps mort. Pour la réaliser, un premier OU logique est réalisé entre le veto muon (s'il est opéré de façon matérielle) et le veto QDC. Si les mémoires des QDC sont saturées, les modules continuent de renvoyer un signal veto positif même après la fin de l'intégration. Un ET logique entre l'inverse de ce signal et l'horloge⁵ donne l'horloge inhibée. Le temps mort dû à l'acquisition est donc précisément (100 ns par rapport à plusieurs minutes ou plusieurs heures) et facilement mesuré (une fois résolu le problème des retours à zéro du compteur).

Enfin, une attention particulière doit être accordée à l'analyse lorsque des événements sont rejetés, par exemple avec le veto muon logiciel. Les portes de veto peuvent se recouvrir, et des veto de différentes natures peuvent se croiser, comme le veto muon et un veto suivant les paires d'événements corrélés pour rejeter les neutrons multiples.

6.2.5 Corrélations entre événements

Pour valider la méthode de détection en coïncidence, nous avons observé les corrélations entre l'émission et la capture des neutrons émis par la source AmBe dans le liquide prototype.

Ce cas est favorable car d'une part l'événement prompt est à haute énergie, typiquement recherché entre 4 et 6 MeV donc au dessus du bruit de fond naturel, et d'autre part la fenêtre en énergie de l'événement retardé, entre 1,8 et 2,7 MeV, est dissociée de la fenêtre du prompt (voir figure 7.6). Dans le cas des neutrinos, les deux fenêtres se recouvrent. En traçant la distribution des écarts en temps entre prompt et retardé cherchés dans ces fenêtres en énergie, nous aboutissons à la figure 6.10.

Les 4 premières microsecondes après chaque événement sont bloquées par l'intégration des QDC, l'histogramme commence donc à 5 μ s. Nous pouvons ajuster ces données avec la somme d'une constante et d'une exponentielle décroissante. La constante représente les coïncidences fortuites, et l'exponentielle les captures neutroniques. Le temps caractéristique de décroissance est relié à la section efficace de capture neutronique, dominée par l'hydrogène dans un liquide non dopé. Nous trouvons une valeur de (202 ± 2) μ s, pleinement compatible avec les valeurs publiées dans la littérature [109]. Un temps de capture beaucoup plus court est attendu dans un liquide dopé au gadolinium.

5. et le veto rapide qui permet d'attendre la réponse des QDC après le déclenchement de l'acquisition.

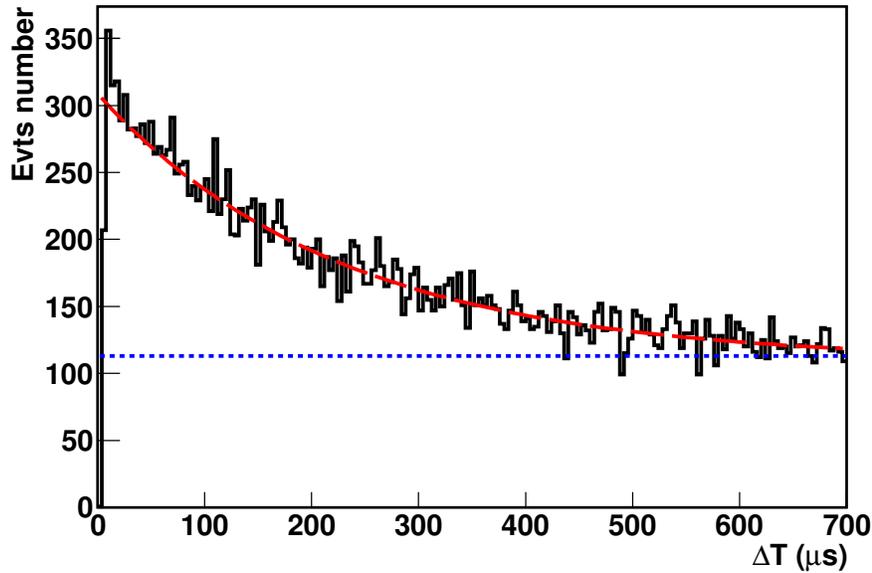


FIGURE 6.10 – Écarts en temps entre événements prompts et retardés de source AmBe. Source au centre du prototype de Nucifer (liquide non dopé). Le temps caractéristique de l'exponentielle est $(202 \pm 2) \mu\text{s}$. La ligne en pointillé montre le niveau des coïncidences fortuites, mesuré indépendamment.

6.3 PSD dans Nucifer

Une fois la PSD mise en évidence et mesurée sur banc de test (voir chapitre 5), il reste à savoir si la propagation de la lumière dans la cuve ne va pas dégrader significativement le facteur de mérite. Nous avons donc cherché à mesurer la PSD directement dans Nucifer, d'abord au moyen de la source AmBe et ensuite en introduisant du radon dans Nucifer pour exploiter la source dite bismuth polonium, ou « Bi-Po ».

6.3.1 Source AmBe externe en coïncidence

Description de l'expérience

Pour pouvoir mesurer le paramètre de mérite dans Nucifer et comparer le résultat aux mesures sur banc de test, j'ai imaginé et mis en place une mesure avec la source AmBe à l'extérieur de la cuve. Le but est de sortir le signal de neutron rapide du bruit de fond.

Un détecteur à scintillateur liquide est placé à mi-hauteur de Nucifer, contre la cuve (voir figure 6.11). La source est intercalée ce détecteur et la cuve. L'idée est de chercher le gamma de 4,4 MeV dans le scintillateur, et un dépôt d'énergie dans Nucifer, même faible, qui pourrait être le recul de proton induit par neutron rapide.

Après étalonnage avec une source ^{60}Co , le scintillateur est discriminé avec un seuil équivalent à 4,0 MeV. Un seuil haut à 4,8 MeV est ensuite ajouté en veto pour encadrer le gamma de 4,4 MeV. Ensuite, le signal de déclenchement cuve de Nucifer est mis en coïncidence avec le signal du scintillateur. L'acquisition Nucifer est finalement déclenchée par cette coïncidence.

La mise en temps est bien entendu cruciale : le signal du détecteur du gamma doit arriver

avant le signal Nucifer, et ouvrir une porte de coïncidence relativement courte (dans les faits, 100 ns) pour minimiser les coïncidences fortuites. Cette condition rejette tous les détecteurs moins rapides qu'un liquide scintillant. Une bonne résolution en énergie est aussi nécessaire pour sélectionner uniquement le gamma de 4,4 MeV. Parmi les détecteurs à ma disposition, j'ai donc choisi un scintillateur liquide comme le meilleur compromis.

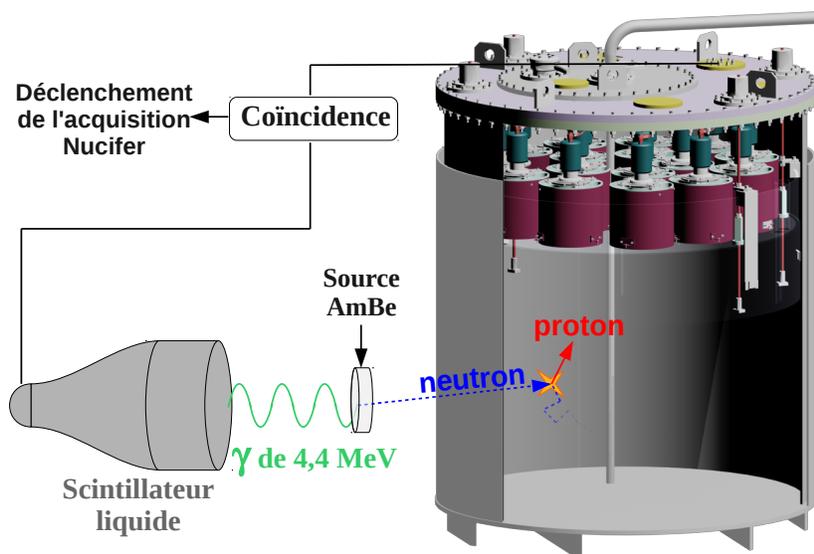


FIGURE 6.11 – Schéma du montage

La possibilité d'utiliser la PSD dans Nucifer avec le liquide d'Heidelberg reste pourtant entière au vu des faibles pertes provoquées par l'effet de volume.

Résultats

La figure 6.12 montre le rapport Q_{tail}/Q_{tot} obtenu avec le liquide prototype après 30 h de prise de données. Après soustraction du bruit de fond, un clair signal de neutron rapide apparaît, malgré les piètres performances attendues de ce liquide en PSD. Le paramètre de mérite s'établit à 0,50, alors que sur banc de test, le paramètre de mérite culminait à 0,55 (voir tableau 5.2). La réduction du paramètre de mérite due à la propagation de la lumière dans la cuve n'est donc que de 10 %.

Ce résultat était particulièrement encourageant car le paramètre de mérite de l'EJ335 est de 1,2 sur banc de test (voir tableau 5.2). Une perte limitée à 10 % garantit alors un paramètre de mérite supérieur à 1 et donc une réjection d'au moins 99 % des neutrons rapides dans la cuve (voir figure 5.5). Avec un nouveau liquide contenant au moins 50 % de PXE, un facteur de mérite d'au moins 0,75 est attendu (voir tableau 5.3), ce qui correspond à une réjection de 90 % des neutrons rapides pour seulement 1 % de neutrons perdus.

6.3.2 Source bismuth-polonium

Principe

La différence de réponse d'un liquide scintillant est plus marquée entre α et γ qu'entre protons et γ ; un moyen de mettre en évidence la PSD dans le liquide prototype malgré son

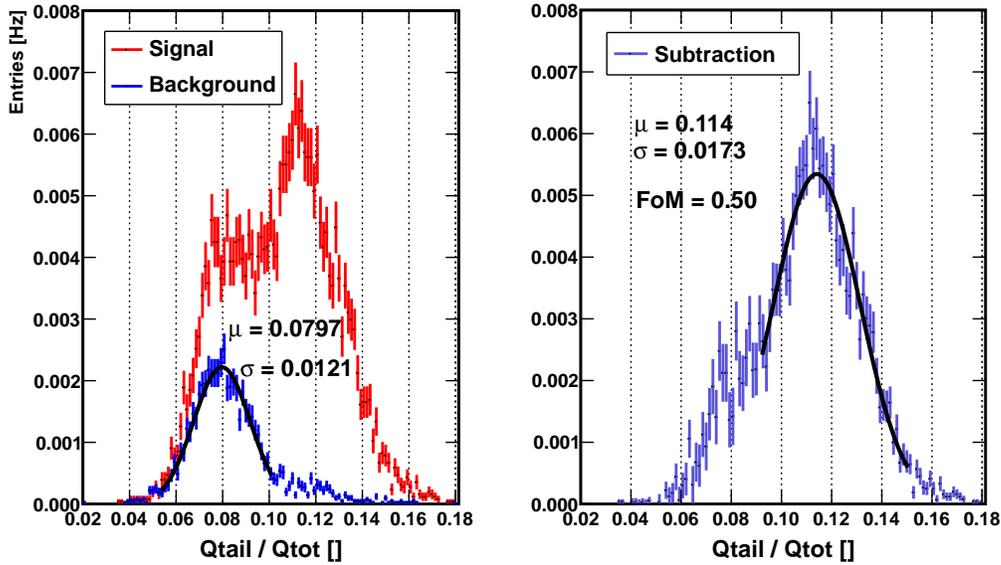
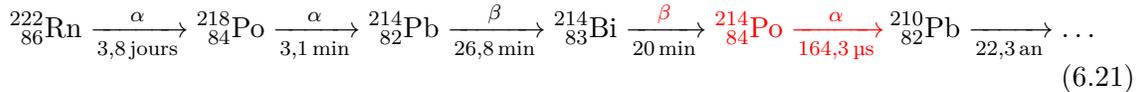


FIGURE 6.12 – Rapport Q_{tail}/Q_{tot} obtenu avec le liquide prototype. À gauche : source AmBe en rouge, bruit de fond gamma en bleu. À droite : soustraction des deux courbes.

faible facteur de mérite (voir section 5.6.2 et figure 5.18) est donc de chercher la différence entre α et γ . Mais le parcours des alpha émis par une source radioactive dans la matière est très faible, de l'ordre du micromètre, il ne peut donc pas sortir d'une source scellée. Pour qu'un alpha soit détectable dans Nucifer malgré la désactivation (ou « quenching »), plus marquée pour les alphas que pour les protons, il doit alors être émis directement dans le liquide.

Nous avons donc décidé de dissoudre dans notre liquide du radon 222. En effet, la chaîne de décroissance de cet isotope du radon comporte la succession dite « Bi-Po », pour bismuth polonium (en rouge) :



Un événement Bi-Po se compose donc d'un β prompt et d'un α retardé, reliés par la constante de temps de décroissance du ${}^{214}\text{Po}$, soit 164,3 μs , proche de celle de capture du neutron. Nous pouvons donc chercher des paires d'événements et ainsi extraire le signal alpha du bruit de fond, et finalement comparer le rapport Q_{tail}/Q_{tot} du prompt et du retardé.

Pour mélanger du radon dans Nucifer, nous avons commencé par prélever quelques centaines de millilitres de liquide grâce au système de remplissage. Puis nous avons relié la bouteille de liquide scintillant à une bouteille contenant une source de radon, à savoir une ancienne aiguille de réveil fluorescente (figure 6.13). Ces aiguilles, interdites depuis, utilisaient la radioactivité du radium 226 pour faire scintiller leur peinture⁶ :



Le radon issu de la décroissance α du radium peut s'échapper de la peinture et diffuser dans l'air jusqu'au liquide scintillant. Ce dernier est friand de radon et l'absorption s'opère

6. Mais des peintures fluorescentes au tritium existent toujours, notamment utilisées par les armées.

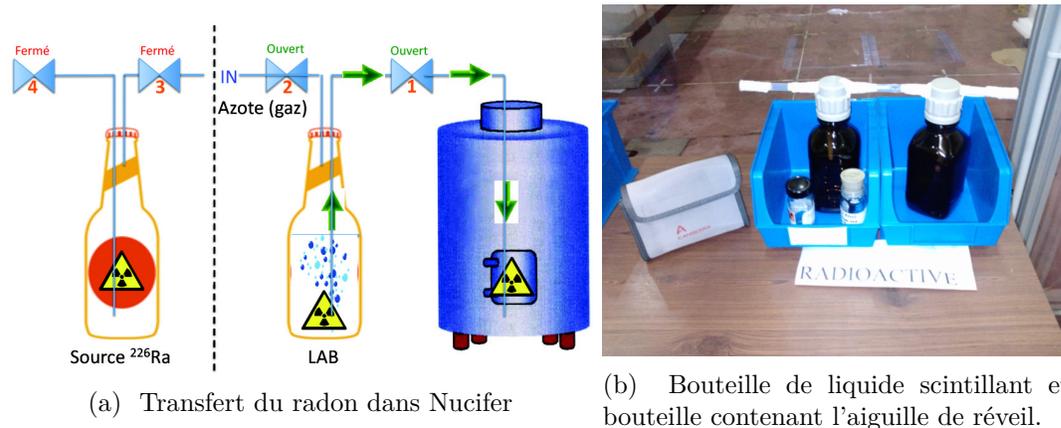


FIGURE 6.13 – **Introduction du radon dans Nucifer.** Du liquide scintillant prélevé dans Nucifer et mis au contact de radon relâché par une aiguille de réveil fluorescente grâce à une peinture au radium. Ce liquide est ensuite réintroduit dans la cuve.

spontanément. Le mélange du radon au liquide jusqu'à l'activité souhaitée (quelques kilobecquerels) prend quelques jours, puis l'échantillon de liquide dopé au radon est reversé dans Nucifer.

Résultats

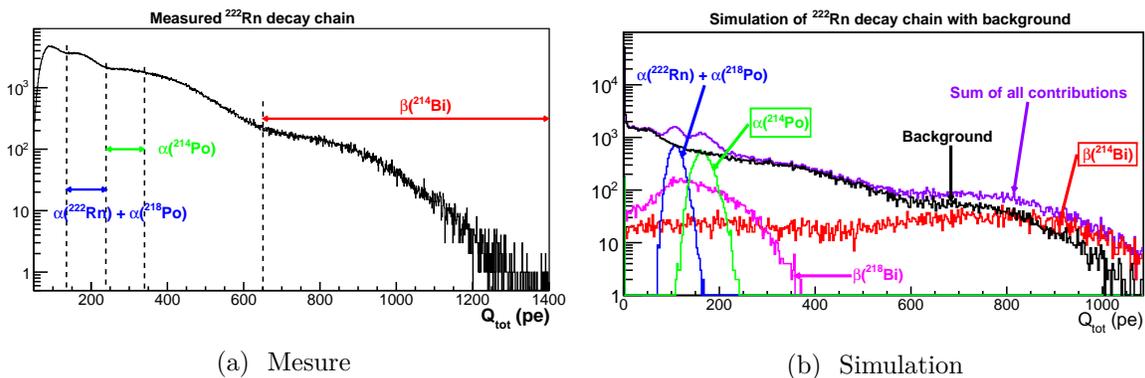


FIGURE 6.14 – **Charge mesurée et simulée après introduction du radon.**

L'expérience a eu lieu au printemps 2010. La figure 6.14 montre la mesure et la simulation des charges, et la figure 6.15 celles de la PSD. Les simulations ont été réalisées par Nicolas Boisset lors de son stage [106]. La comparaison des mesures et des simulations reste qualitative du fait de l'absence de facteur de « quenching » précis pour les alphas.

Le signal de l'électron du bismuth et les signaux des alphas du radon et des poloniums sont très nets dans la simulation des charges. Nous sommes arrivés à les retrouver dans les mesures, avec un rapport signal sur bruit plus défavorable. La difficulté provient de la faible énergie équivalente des alphas, en dessous du MeV en énergie électron et donc dans la montée exponentielle du bruit de fond. Le temps mort monte au dessus de 50 % avec le seuil à 80 ou 100 photoélectrons nécessaires pour distinguer les alphas.

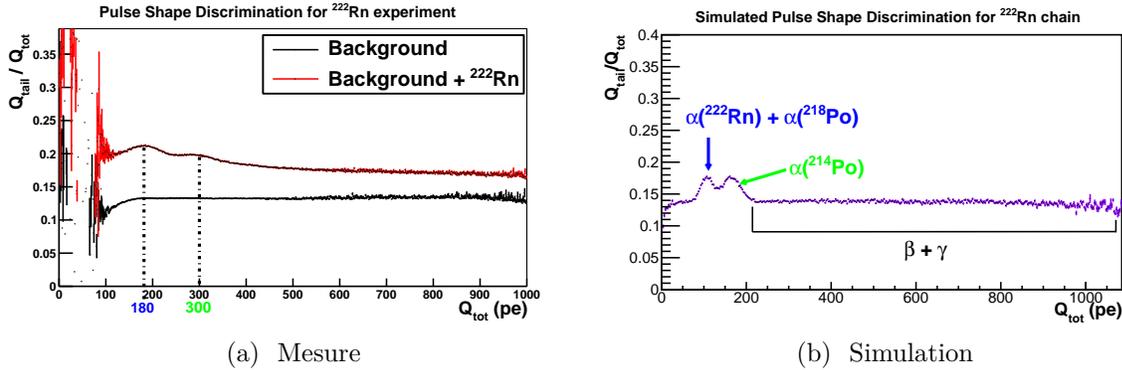


FIGURE 6.15 – PSD mesurée et simulée après introduction du radon.

De même, la PSD simulée montre clairement deux bosses au-dessus d'un fond plat. Mais la recherche d'événements corrélés s'est révélée bien plus difficile que prévu, du fait du fort taux de comptage qui induit un grand nombre de coïncidences fortuites et des corrélations parasites du reste de la chaîne. Nous avons donc finalement cherché le signal alpha sans coïncidence, et nous avons pu trouver de légères bosses aux énergies correspondantes, 180 photoélectrons et 300 photoélectrons. L'étude se borne donc à confirmer que la PSD est possible même dans un grand volume, mais sans pouvoir garantir la qualité voulue dans Nucifer.

Conclusion

Le travail réalisé à l'ALS avec le prototype de Nucifer a d'abord permis la mise au point du schéma d'analyse et d'étalonnage automatique, fournissant des temps en microsecondes et des charges en photoélectrons aptes à l'analyse de la physique. L'incertitude sur le temps s'établit alors à 25 ps, et l'incertitude sur la charge à 2,5 %. Nous avons également pu tester et valider nos analyses avec différentes sources, ce qui a permis de donner la première droite d'étalonnage. Nous avons ensuite pu mettre en évidence la PSD dans le détecteur et montrer que les pertes de facteur de mérite était limitée à 10 % par rapport au banc de test. Tout les ingrédients pour une détection des antineutrinos sont donc en place : coupures en énergie, sélection de coïncidence et rejet des neutrons rapides. Enfin, nous avons pu développer la simulation et l'ajuster sur les données, ce qui a permis les premières études d'efficacité et de prédictions de taux de neutrinos, comme l'a montré le chapitre 4. L'étape suivante est l'installation à Osiris, traitée dans le chapitre 7.

Chapitre 7

Tests et mesures à Osiris

Le remplissage de Nucifer avec l'EJ335 à Osiris a eu lieu le mardi 13 mars 2012, la cuve se trouvant à l'extérieur des blindages. Le réacteur étant allumé, le détecteur était saturé par les bruits de fond. Le réacteur s'est éteint le dimanche et le lundi 19 mars la prise de données a commencé, avec les diodes, les sources et les bruit de fond réacteur éteint. Nous avons ensuite rentré la cuve dans les blindages le 3 avril, et finalement refermé le dernier mur de blindage le 25 avril, après les mesures de position de la cuve.

Dans ce chapitre je présente l'analyse et l'étude des premières données de Nucifer à Osiris prises entre le 19 mars et fin juillet 2012, comprenant deux cycles de fonctionnement du réacteur Osiris. Ce travail a été réalisé dans le cadre de 4 stages (Johan Pelzer [73], Gaëtan Boireau [98], Quentin Herbaut [96], et Vincent Fischer [110]).

Pour tout le chapitre, les références aux données utilisées sont en annexe G.2.

7.1 Échelle d'énergie

7.1.1 Données de DEL

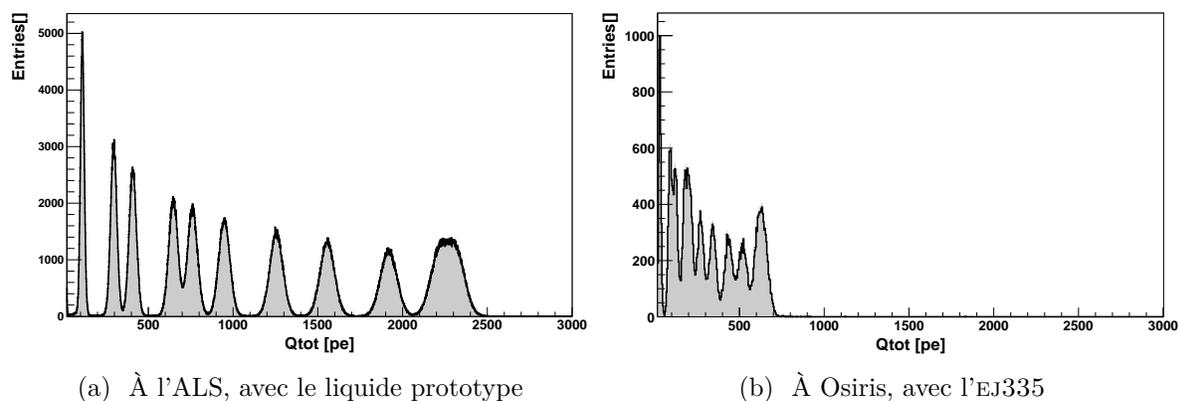


FIGURE 7.1 – **Comparaison des charges mesurées pour les combinaisons de DEL avec le liquide Nucifer prototype à l'ALS et l'EJ335 à Osiris.** Le réglage de l'intensité des diodes n'a pas changé entre les deux mesures. L'échelle en abscisse est la même sur les deux figures.

Les premières données prises le matin du 19 mars 2012 se limitent aux déclenchements

DEL, pour vérifier le piédestal et le photoélectron seul, indispensables pour l'étalonnage des charges en photoélectrons. J'ai alors obtenu la figure 7.1b alors que les DEL étaient réglées pour monter jusqu'à plus de 2500 photoélectrons, comme le montre la figure 7.1a prise avec le liquide prototype à l'ALS. Cette mesure est indépendante de la scintillation et même du gain électronique puisque les charges sont calibrées en photoélectrons, il y a donc un problème dans la transmission de la lumière entre les diffuseurs et les PM.

Après quelques tests complémentaires et les mesures de transmission sur les échantillons prélevés lors du remplissage, nous avons conclu à une longueur d'atténuation dans notre EJ335 bien plus faible que prévue, de l'ordre du mètre (figure 5.6), en contradiction avec la valeur « > 4,5 m » fournie par le constructeur [101].

7.1.2 Données de sources radioactives

Malgré cette atténuation inattendue, nous avons ensuite cherché à étalonner en énergie le détecteur avec nos sources radioactives. Pour cela, nous avons déployé les sources à différentes hauteurs dans le tube d'étalonnage ainsi qu'à l'extérieur contre la cuve. Par convention, la référence en altitude est le centre du liquide scintillant, à 35 cm au-dessus du fond de la cuve. Le fond du tube d'étalonnage se trouve alors à -30 cm.

La figure 7.2a montre la charge collectée pour la source cobalt au centre du liquide scintillant (altitude 0 cm, dans le tube d'étalonnage), et la figure 7.2b la source AmBe au même endroit. La résolution est nettement dégradée par rapport aux mesures réalisées à l'ALS (figure 6.7). Il est même impossible de distinguer le pic de capture neutronique à 8 MeV sur la source AmBe. Nous avons toutefois accès au pic de capture des deux gammas du cobalt, à 250 photoélectrons, qui nous permet une première évaluation de l'échelle d'énergie à 100 photoélectrons/MeV.

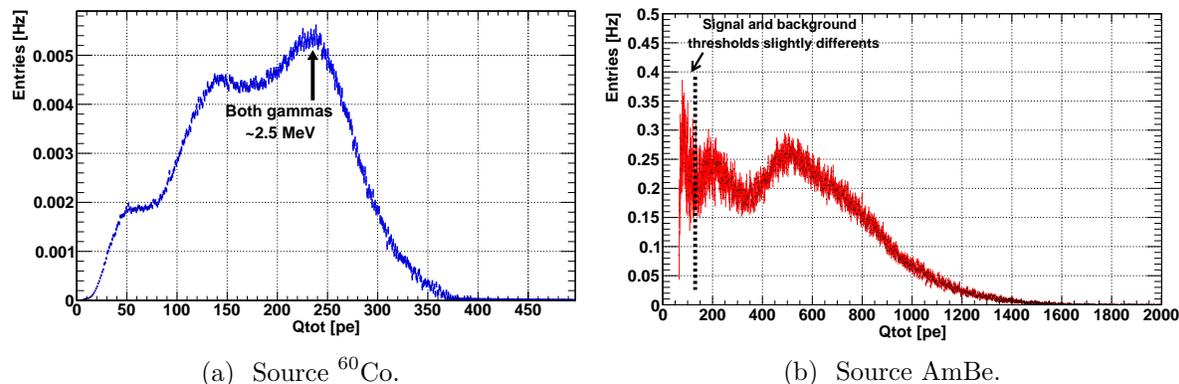


FIGURE 7.2 – Charges mesurées pour deux sources au centre de la cible.

Nous avons ensuite comparé les mesures des sources à différentes altitudes, comme le montre la figure 7.3 avec la source cobalt. Il est clair que la forte atténuation de notre liquide dégrade significativement la quantité de lumière collectée, et que cet effet est exacerbé par la profondeur du dépôt d'énergie. Au fond du tube d'étalonnage, la quantité de lumière collectée est inférieure à 70 photoélectrons/MeV ($\div 1.4$ par rapport au centre), alors qu'au ras du tampon on atteint environ 190 photoélectrons/MeV ($\times 1,9$ par rapport au centre). L'échelle d'énergie n'est donc pas linéaire avec l'altitude, mais compatible avec une décroissance exponentielle due à une longueur d'atténuation de l'ordre du mètre.

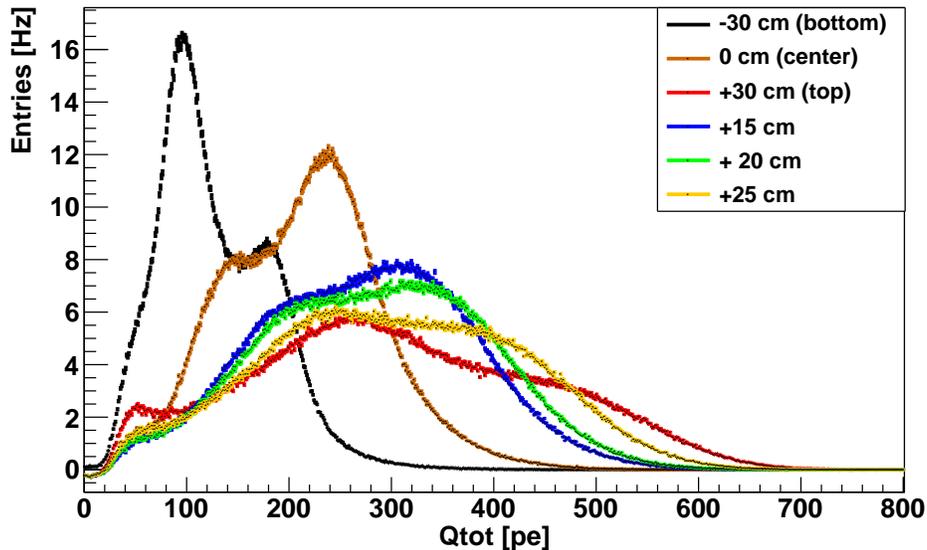


FIGURE 7.3 – Variation de la charge détectée selon la hauteur de la source. Source ^{60}Co dans le tube d'étalonnage.

Des fuites importantes sont attendues aux extrémités du tube, puisqu'il y a une forte probabilité qu'un gamma (voire les deux) parte directement à l'extérieur du détecteur, dans le sol ou dans le tampon. Cet effet explique le basculement des deux pics en haut et en bas du tube, avec un pic de double capture moins intense que le pic de capture d'un seul gamma.

De plus, la résolution se dégrade fortement en remontant vers le tampon, la capture des deux gammas du cobalt en haut du tube ne formant même plus un pic mais une bosse affectée d'une longue queue. Une fois de plus, nous attribuons cet effet à l'atténuation du liquide, couplée aux effets géométriques. En haut, les photons détectés sont essentiellement les photons directs, les photons partant vers le bas ayant de fortes chances d'être absorbés avant de revenir aux PM après réflexions. L'éclairage des PM est donc plus homogène pour les dépôts d'énergie en bas qu'en haut. De plus, la dispersion des dépôts d'énergie en bas est inférieure à la distance verticale à parcourir pour les photons, puisqu'un gamma de 1 MeV a une longueur d'interaction d'environ 20 cm dans la matière organique. Alors qu'en haut, la situation est inversée et la dispersion des dépôts provoque de fortes disparités d'atténuation.

Sur la figure 7.4, réalisée dans le cadre du stage de Gaëtan Boireau [98], sont présentées 3 courbes d'étalonnage, correspondant au bas (-30 cm), au centre (0 cm) et au haut ($+30$ cm) du tube d'étalonnage.

L'échelle d'énergie est linéaire pour une altitude donnée, bien que notre précision sur les mesures soit assez faible, notamment en haut du fait de la dégradation de la résolution en énergie. La source AmBe est également affligée d'une faible résolution à cause de la superposition au gamma de 4,4 MeV du spectre neutron qui s'étend sur plusieurs MeV.

De plus, il apparaît immédiatement que les points ne sont pas alignés verticalement pour une même source, ce qui s'explique par la forte dépendance des fuites gammas à la position de l'interaction. Pour retrouver l'énergie déposée, nous sommes donc passés par la simulation, seule apte à prendre en compte les effets géométriques.

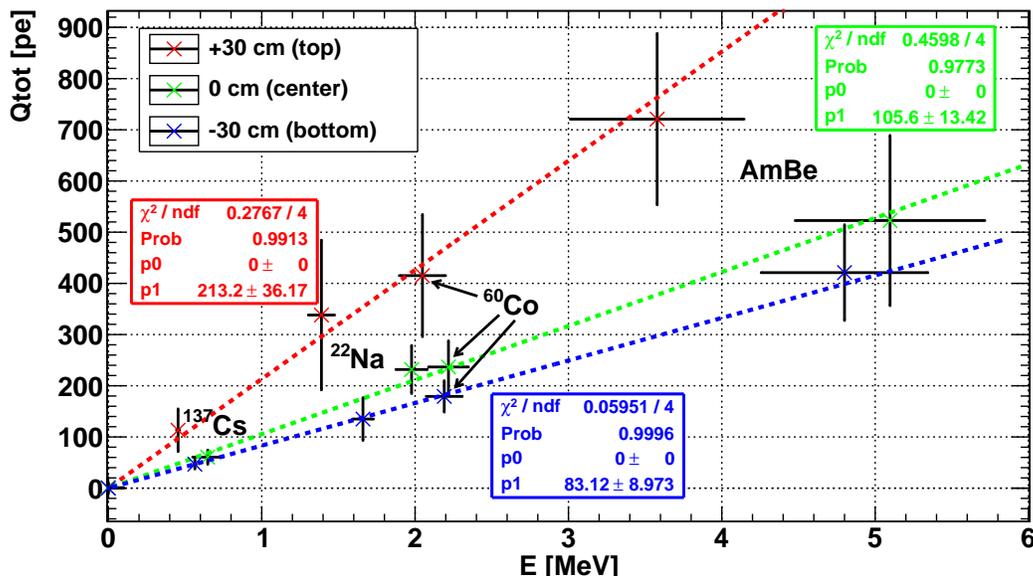
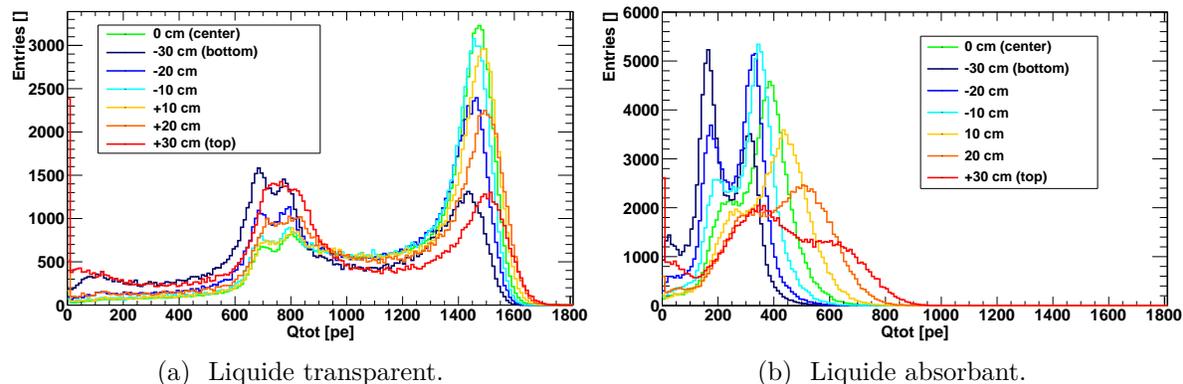


FIGURE 7.4 – Droites d'étalonnages pour la source en bas, au centre et en haut du détecteur. Sources dans le tube d'étalonnage.

7.1.3 Comparaison avec la simulation

La simulation repose sur un modèle optique qui mélange les propriétés de différentes molécules pour construire la scintillation, l'absorption et la réémission du liquide final. Ne connaissant pas la composition exacte de l'EJ335 (secret industriel), nous avons supposé une composition à partir des informations disponibles, avec une base formée de 60 % de pseudocumène et 40 % d'huile minérale, additionnée de PPO, de Bis-MSB et de 0,5 % de gadolinium en masse. Le seul paramètre libre reste le rendement lumineux, qui permet de compenser un écart à la véritable concentration en pseudocumène ou à la pureté du liquide.



(a) Liquide transparent.

(b) Liquide absorbant.

FIGURE 7.5 – Variation de la charge simulée selon la hauteur de la source avec les 2 modèles de liquide. Le rendement lumineux est le même, seule la longueur d'atténuation a changé.

Les simulations des sources dans le tube d'étalonnage à différentes altitudes donnent alors la figure 7.5a. Même si la bascule des pics en haut et en bas du tube, due aux fuites, est retrouvée, il est évident que la position du pic principal ne reproduit pas les données. Mais

cette simulation a été réalisée pour une longueur d'atténuation de l'ordre de la dizaine de mètres sur presque toute la gamme de longueur d'onde. En effet, les composants individuels utilisés par le modèle optique sont supposés avoir une qualité optimale, sans impureté, ce qui produit cette longueur d'atténuation supérieure à un produit industriel et commercial, et a fortiori à notre liquide défectueux. En remplaçant l'atténuation du modèle par les mesures de spectrométrie (voir figure 5.6) sur les échantillons prélevés lors du remplissage, les simulations donnent la figure 7.5b, qui reproduit la forme générale des données.

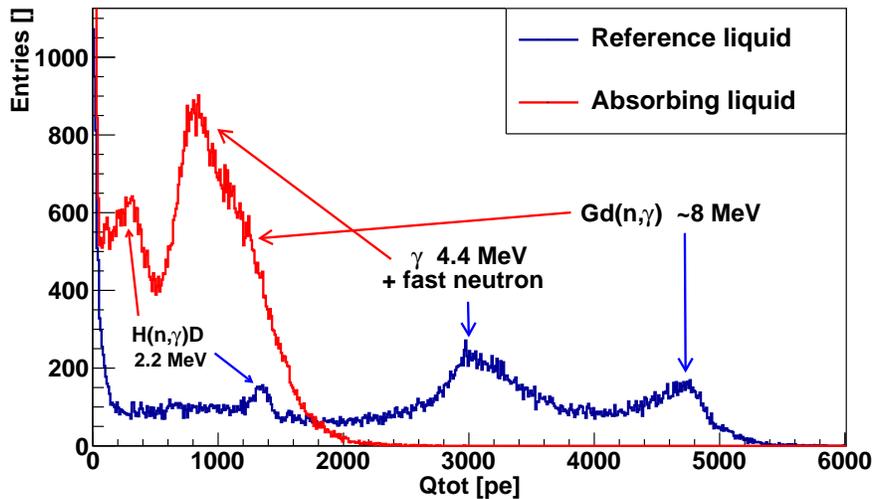


FIGURE 7.6 – **Comparaison des modèles de liquide avec la source AmBe simulée au centre.** Modèle de liquide initial (« Reference liquid ») et modèle comprenant le spectre d'atténuation mesuré (« Absorbing liquid »).

De même, il devient possible d'interpréter la source AmBe, comme le montre la figure 7.6. Le liquide de référence, transparent, permet d'identifier les différentes contributions au spectre en charge : pics de capture neutronique sur gadolinium et hydrogène, et pic prompt composé du neutron rapide et du gamma de 4,4 MeV. Ces contributions sont retrouvées avec le liquide absorbant, mais avec un recouvrement des pics et une résolution qui ne permet plus de séparer par une vallée le pic prompt du pic de capture sur gadolinium. L'évaluation de l'énergie déposée par la source AmBe est donc imprécise.

Après ajustement du rendement lumineux, la comparaison des mesures aux simulations de la source cobalt pour différentes altitudes est présentée figure 7.7. L'accord entre données et simulation est correct malgré quelques écarts de forme. Aux deux extrémités du tube d'étalonnage, la forme du spectre simulé s'écarte davantage des mesures (figures 7.7d et 7.7a). Il semble que la bascule des pics ne soit pas assez marquée dans la simulation, ce qui pointe vers une atténuation pas encore tout à fait maîtrisée. Quoiqu'il en soit, au vu du manque de données pour le modèle optique et de la façon d'introduire l'atténuation, il est très satisfaisant et inattendu d'obtenir un tel accord avec pour seul paramètre libre dans la simulation le rendement lumineux, qui reste physique en s'établissant à 9500 photoélectrons/MeV. Un travail de détail de la géométrie dans la simulation (porte source, tuyaux de remplissage...), entrepris par Gaëtan Boireau [98], n'a apporté que des corrections mineures à ces courbes, mise à part la correction d'une erreur dans les paramètres de réflexion optique du téflon tapissant la cuve.

L'objectif initial reste de retrouver l'énergie déposée dans le détecteur par une source à

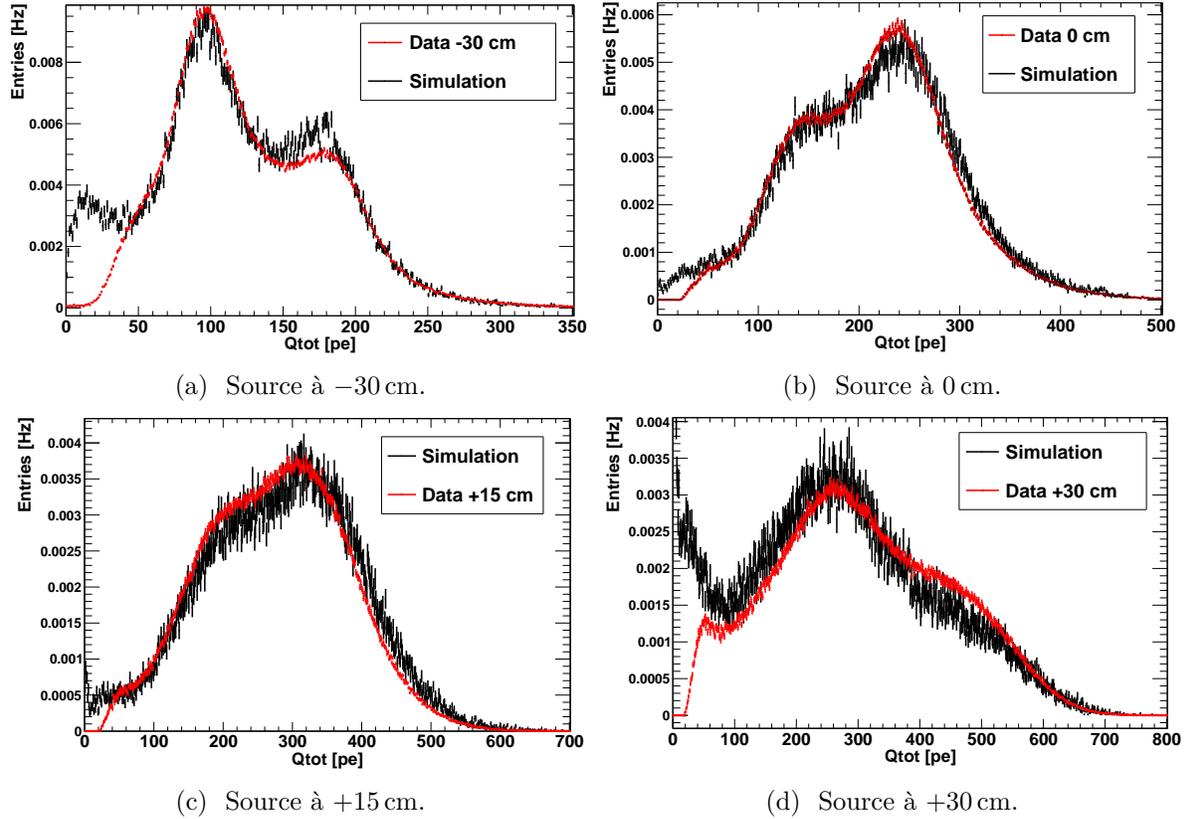


FIGURE 7.7 – Comparaison de la charge simulée et mesurée selon la hauteur de la source. Sources dans le tube d'étalonnage. À basse charge, les effets de seuil et de soustraction des bruits de fond dans les données écartent les mesures des simulations.

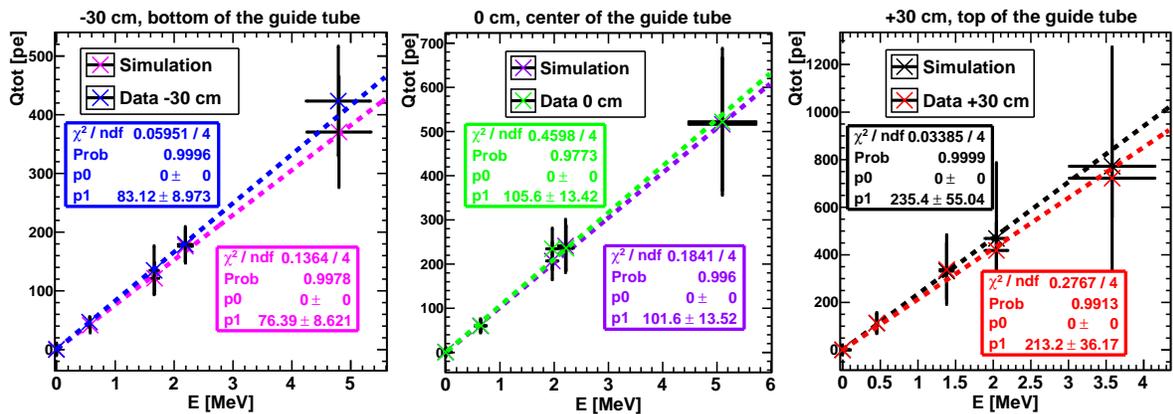


FIGURE 7.8 – Comparaisons des droites d'étalonnages mesurées et simulées pour la source en bas, au centre et en haut du détecteur. Sources dans le tube d'étalonnage.

une altitude donnée. Une fois les pics identifiés, il reste à attribuer une énergie déposée à la charge d'un pic simulé. Pour cela, nous avons tiré des électrons dans le détecteur à différentes énergies et à différentes altitudes : le faible parcours des électrons dans la matière et l'absence de réaction secondaire assurent que l'énergie cinétique de l'électron est bien l'énergie déposée.

Pour homogénéiser la réponse tout en s'affranchissant des effets de bord, les électrons étaient répartis sur un disque de diamètre légèrement inférieur à la cuve et percé au centre pour laisser passer le tube d'étalonnage. Une fois la charge simulée étalonnée, nous pouvons attribuer une énergie déposée à chaque pic de source, ce qui aboutit aux droites d'étalonnage.

La comparaison des droites simulées et mesurées est présentée figure 7.8. L'accord entre simulation et données est satisfaisant et reste dans les barres d'erreur. L'échelle d'énergie est clairement non linéaire avec l'altitude, avec une variation de seulement 20 photoélectrons/MeV entre le bas et le centre, et 120 photoélectrons/MeV environ entre le haut et le centre.

L'échelle d'énergie a donc pu être établie et la simulation a pu être ajustée aux données malgré la mauvaise qualité du liquide et le manque de données sur ses caractéristiques, ce qui permet d'espérer un résultat similaire avec le liquide d'Heidelberg, d'autant qu'il devrait être caractérisé indépendamment sur banc de test.

7.1.4 Stabilité

J'ai développé plusieurs outils pour suivre l'évolution du détecteur, décrits en annexe G.2 : un code dédié à l'analyse des résultats de l'analyse automatique (piédestaux, gains, diodes) appelé `firstpass_evolution`, un script regroupant les données de surveillance environnementale et d'acquisition appelé `BaseGenerator.pl`, et des Algo pour l'analyser.

Le code `firstpass_evolution`, lancé quotidiennement sur l'ensemble de nos données, crée une figure synthétique au format PDF dont un exemple est présenté figure 7.9. Elle montre les seize gains, les piédestaux de chaque QDC et l'intensité des DEL en fonction du numéro de bloc, ce qui permet de vérifier rapidement la qualité des données et des ajustements.

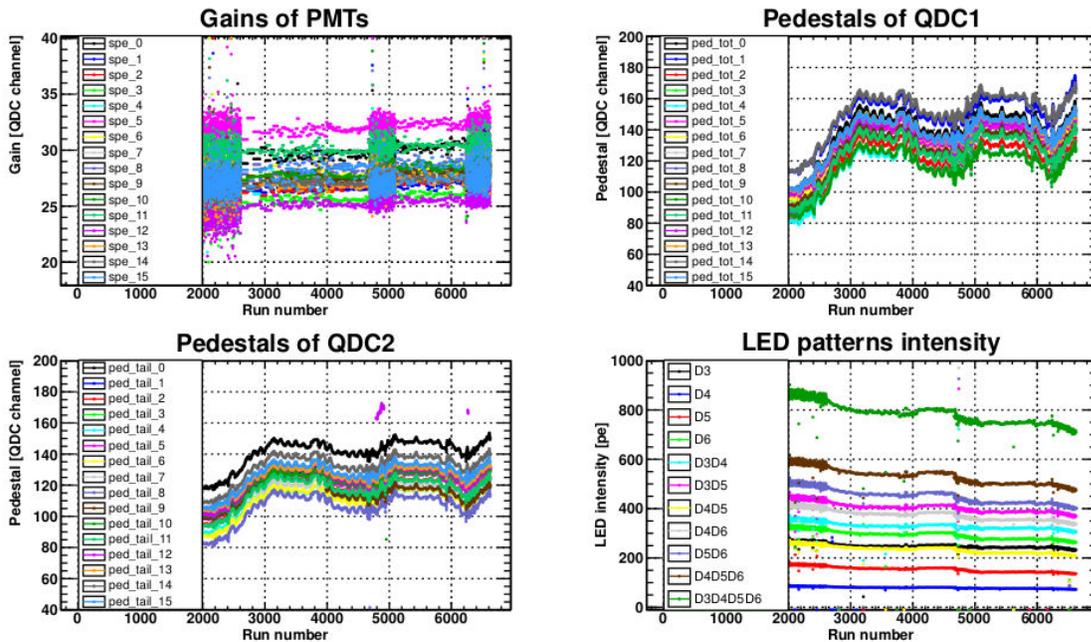


FIGURE 7.9 – **Stabilité des ajustements des piédestaux, photoélectrons et DEL.** Cette figure de contrôle de la qualité des données n'est pas destinée à être examinée en détail, mais à montrer les variations à long terme et à chercher les éventuelles discontinuités. Les 16 voies de l'électronique des PM et les 11 combinaisons de DEL sont représentées. On remarque un problème sur la voie 12 du QDC 2 vers le bloc n° 5000, résolu en changeant un câble.

Les 2000 premiers blocs de données (environ) correspondent aux différents tests de seuil et de haute tension, mais ensuite les données sont régulièrement acquises pour l'analyse physique. On distingue sur les gains des PM trois périodes de réacteur à l'arrêt séparées par deux cycles de fonctionnement, le second plus court que le premier. En effet, pour ajuster les gains nous avons besoin d'une statistique suffisante en photoélectron seul. En maintenant la fréquence des diodes à 5 Hz et en démarrant un nouveau bloc tous les 500 Mo, le taux de déclenchement réacteur éteint permet un bloc suffisamment long pour accumuler suffisamment de photoélectrons seuls (environ 1 h), mais pas réacteur allumé (12 à 13 min en mai et juin 2012). Les gains sont alors calculés bloc par bloc lorsque le réacteur est éteint et par groupe de 10 blocs réacteur allumé. L'ajustement varie de plus ou moins 1 canal sur chaque voie, soit une incertitude de $\pm 2,5\%$. Aucune variation des gains corrélée à l'environnement n'a été relevée. Nous constatons toutefois une augmentation globale des gains de 7% sur 2 mois, sans parvenir à en identifier la cause.

Les piédestaux sont bien définis, avec des points qui dessinent une courbe d'évolution soignée. Les oscillations lors des périodes de réacteur en fonctionnement correspondent aux variations journalières de température dans la galerie où l'acquisition Nucifer est installée, probablement à travers les gains des amplificateurs du séparateur actif. La voie 12 du QDC 2 montre deux décrochements, que nous avons pu relier à un câble défectueux changé depuis.

L'intensité mesurée des DEL diminue assez régulièrement, un effet d'abord imputé à la température (anticorrélation avec les piédestaux). Les rapports d'intensité de diodes ne montrent pas cette baisse.

Cette procédure vise surtout à permettre la vérification rapide et efficace de l'état de Nucifer. Pour étudier plus précisément la stabilité du détecteur, nous disposons des capacités de l'analyser, avec notamment un Algo dédié à l'utilisation des DEL et un autre qui calcule en fonction du temps ou du numéro de bloc différents taux d'événements (donnant par exemple la figure 7.22b).

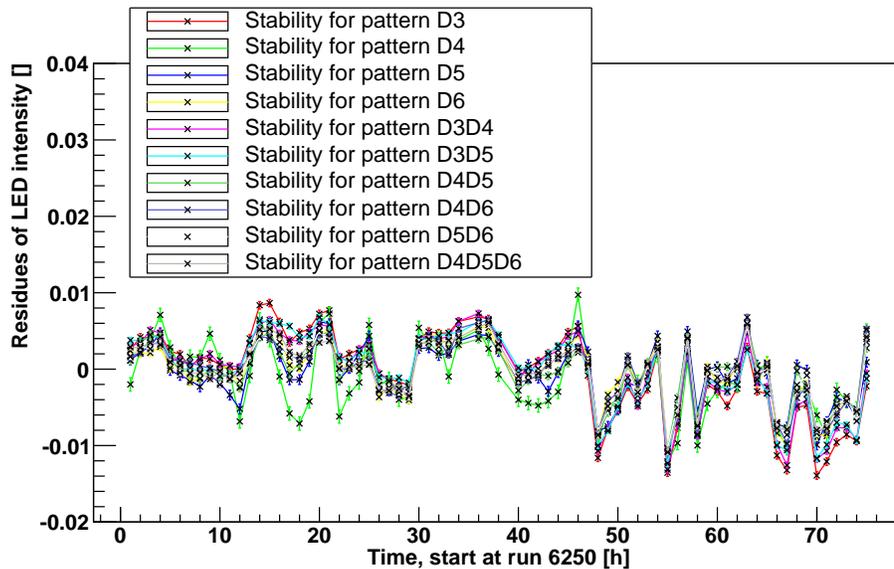


FIGURE 7.10 – Résidus de la stabilité des DEL par rapport à leur moyenne. 50 blocs de données sont traités, à partir du bloc 6250. Un point est ajouté toutes les heures. On remarque un changement de comportement à l'heure 46 dû au passage du veto muon matériel en veto logiciel.

La figure 7.10 montre un exemple d'étude de stabilité avec les résidus de l'intensité des DEL par rapport à leur moyenne. La diode D4, la moins intense, est un peu plus instable parce que l'incertitude relative sur la position de son pic est statistiquement plus élevée. La variation ne dépasse pas plus ou moins 1%, notre spécification. On remarque que le changement de régime de calcul des gains vers l'heure 46 influe significativement sur les variations d'intensité. L'essentiel de l'instabilité vient donc de nos ajustements de photoélectron seul.

7.2 Bruits de fond réacteur éteint

Lorsque le réacteur est éteint, le veto muon est réalisé de manière logicielle, son signal déclenche l'acquisition avant d'être traité spécifiquement à l'analyse, par opposition au veto dit matériel qui bloque directement l'acquisition pendant une durée donnée. Cette période du cycle est essentielle car elle permet l'étude des bruits de fond corrélés :

- étude des événements corrélés d'origine cosmique qui suivent le déclenchement du veto muon ;
- étude de la source AmBe, invisible réacteur allumé à cause de la hausse du taux de déclenchement provoquée par le bruit de fond gamma.

Ces travaux mènent à la recherche de coïncidences similaires à une analyse neutrino pour mesurer le taux d'événements corrélés qui sera au final à soustraire au signal neutrino. De même, pour aboutir à ces événements corrélés, il est nécessaire de soustraire les coïncidences fortuites et donc de développer des méthodes directement transposables réacteur allumé.

7.2.1 Muons, saturations et corrélations

Le veto muon peut être opéré soit de façon logicielle, soit de façon matérielle. En mode veto logiciel, il est nécessaire que le signal du veto arrive après le signal cuve dans l'acquisition, car le premier des signaux de déclenchement qui atteint la NIMbox détermine la position des portes d'intégration. Nous retardons donc le veto jusqu'à ce que la distribution de l'écart entre le temps du déclenchement cuve et le temps du déclenchement veto soit essentiellement négative, comme le montre la figure 7.11a. Quelques coïncidences accidentelles sont visibles, mais le pic est tout entier négatif.

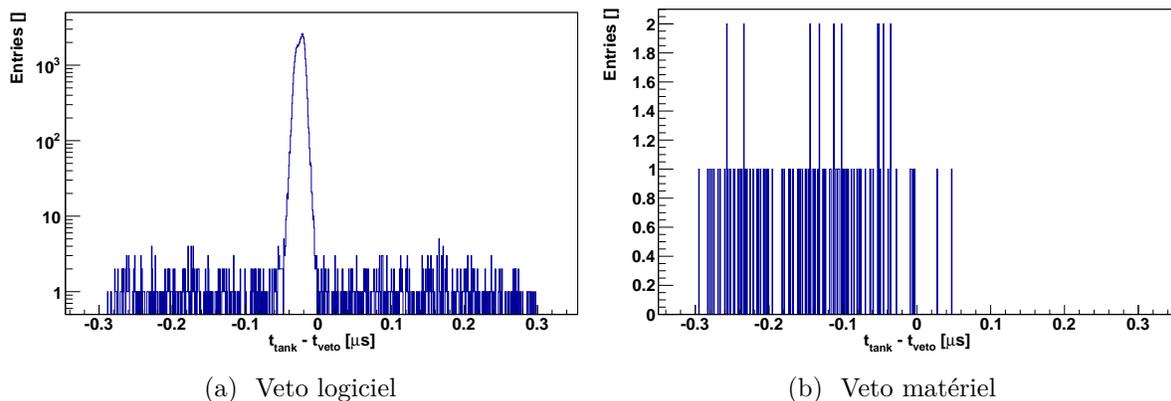


FIGURE 7.11 – Coïncidences entre le veto muon et la cuve pour les deux modes d'opération du veto muon.

À l'inverse, en mode matériel il faut que le signal veto muon arrive avant le signal cuve pour pouvoir remplir son office. Si cette condition est remplie, les seules coïncidences possibles entre le veto et la cuve sont accidentelles et négatives. La figure 7.11b montre que tel est bien le cas, malgré deux événements parasites.

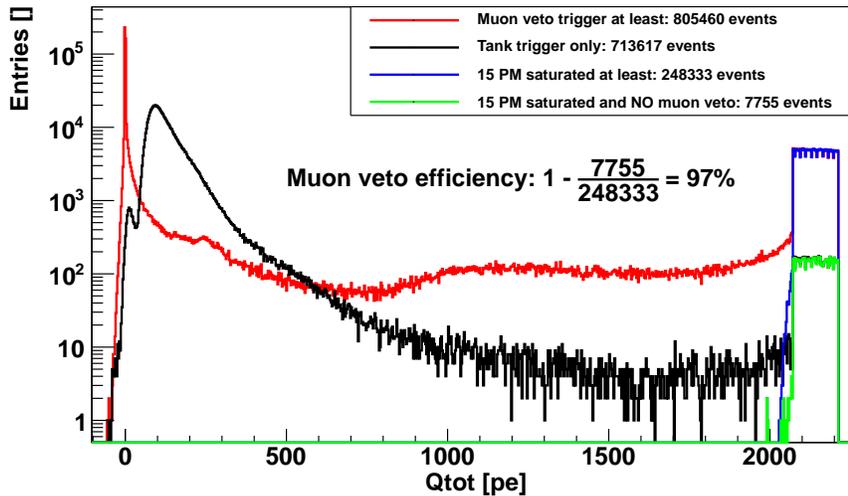


FIGURE 7.12 – Charges mesurées avec et sans veto muon montrant son efficacité.

La propriété fondamentale du veto est son efficacité, définie par le rapport entre le nombre de muons incidents et le nombre de muons détectés. Pour la calculer, nous comparons le nombre de saturations du détecteur, définies par la saturation d'au moins 15 PM, au nombre de saturations où le veto muon n'a pas déclenché. Nous faisons l'hypothèse que le détecteur ne peut être saturé que lorsqu'un muon traverse la cuve. En effet, une saturation correspond à un dépôt d'énergie de plus de 20 MeV, et cette étude est menée réacteur éteint car elle nécessite un veto logiciel, il n'y a donc pas d'autre particule pour saturer le détecteur. La figure 7.12 montre les spectres correspondants à ces sélections d'événements, et les nombres d'événements concernés. On en déduit une efficacité de 97 %, supérieure à la spécification de 95 %, et ce malgré la conception compacte à un seul PM. Le veto muon est donc parfaitement opérationnel.

Enfin, j'ai également étudié les corrélations entre un événement muon et les événements qui le suivent. La figure 7.13 montre les distributions des écarts en temps entre un événement de référence et les 3 suivants. Les événements de référence sont soit une saturation du détecteur, soit un événement veto, soit un veto sans saturation du détecteur, soit un veto sans saturation d'aucun PM.

Les courbes noires de premier événement suivant l'événement de référence montrent toutes une remontée aux temps courts, il y a donc des événements corrélés. Après un veto ou une saturation, les courbes rouges et vertes montrent même des événements corrélés respectivement secondaires et tertiaires, qui sont attribués aux neutrons cosmiques multiples. Les neutrons peuvent en effet être démultipliés par le passage de la cascade hadronique dans le plomb du toit du blindage (ou dans le béton des planchers). Les hauteurs relatives des courbes montrent que les neutrons multiples sont deux ordres de grandeur plus rares que les neutrons simples.

Après 50 μ s, la distribution est plate pour les événements corrélés primaires, ce qui est attendu pour des coïncidences accidentelles. En revanche les distributions secondaires et ter-

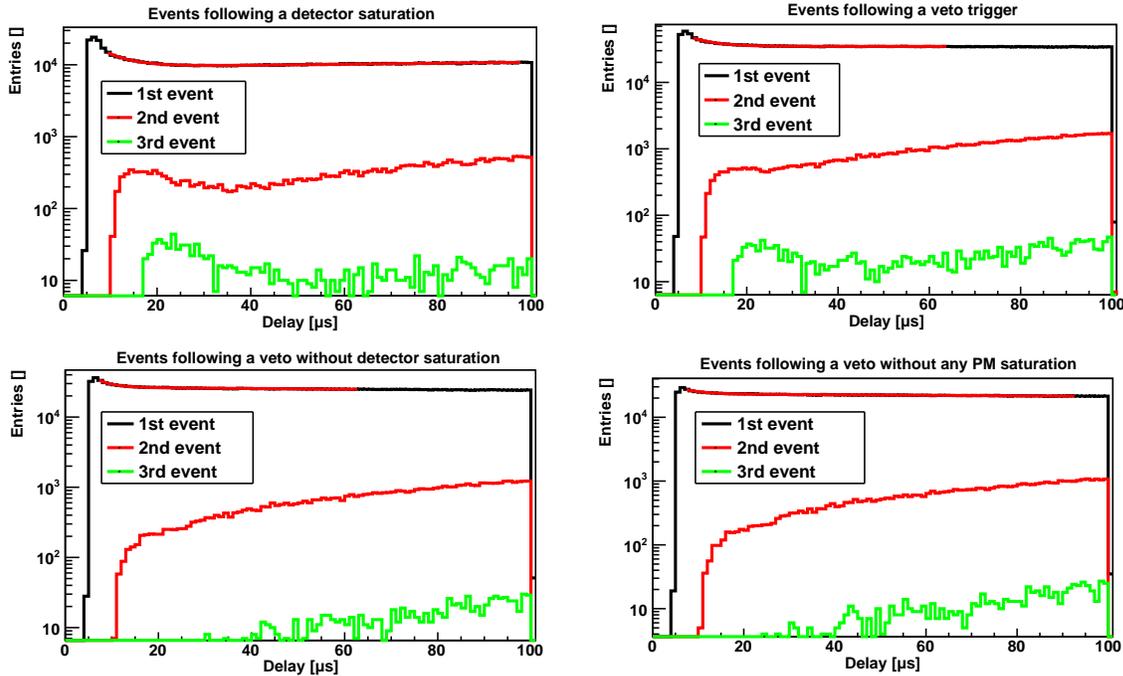


FIGURE 7.13 – Distribution des écarts en temps entre un muon (saturation ou veto) et les événements suivants.

tiaires montent, ce qui peut s’expliquer par l’augmentation de la probabilité d’observer un événement secondaire (tertiaire) du fait de l’accumulation des événements primaires (secondaires). De la même façon, il est naturel que ces distributions tendent vers zéro lorsque l’écart en temps fait de même. Ces distributions ne montrant plus d’événements corrélés après $50\ \mu\text{s}$, le veto de $100\ \mu\text{s}$ est donc validé. Avec le nouveau liquide, dopé à seulement $0,2\%$ en gadolinium, le temps de capture du neutron est allongé et ce veto de $100\ \mu\text{s}$ sera sans doute un minimum.

7.2.2 Événements simples

Ensuite, nous avons étudié les événements simples. La figure 7.14 montre les spectres pour différents déclenchements. En noir, peu visible parce que recouvert par les autres courbes, se trouve le spectre brut avec tous les événements.

Le spectre rouge sélectionne les événements où le veto muon au moins a réagi (la cuve peut l’avoir fait également). Un pic important se détache à charge nulle, qui provient des muons qui sont passés dans le veto mais à côté du détecteur. À haute énergie, les événements où le veto a réagi dominant. Le décrochement suivi d’un plateau au delà de 2000 photoélectrons correspond aux saturations des QDC. Le spectre veto muon étant alors presque confondu avec le spectre brut, ces événements sont donc provoqués par les muons passant par la cuve, qui y déposent environ $2\ \text{MeV}/\text{cm}$ (au minimum d’ionisation).

En bleu se trouve les événements où la cuve au moins a déclenché. Au moins 2 pics se détachent : ils sont provoqués par les DEL, dont la lumière passe évidemment le seuil du discriminateur cuve. En sélectionnant les événements où seule la cuve a déclenché l’acquisition, le spectre vert se révèle. Il correspond aux événements physiques, avec ici un seuil vers

100 photoélectrons. On observe au niveau du seuil un spectre exponentiel typique du bruit de fond issu de la radioactivité naturelle. À plus haute énergie, on trouve une contribution essentiellement d'origine cosmique.

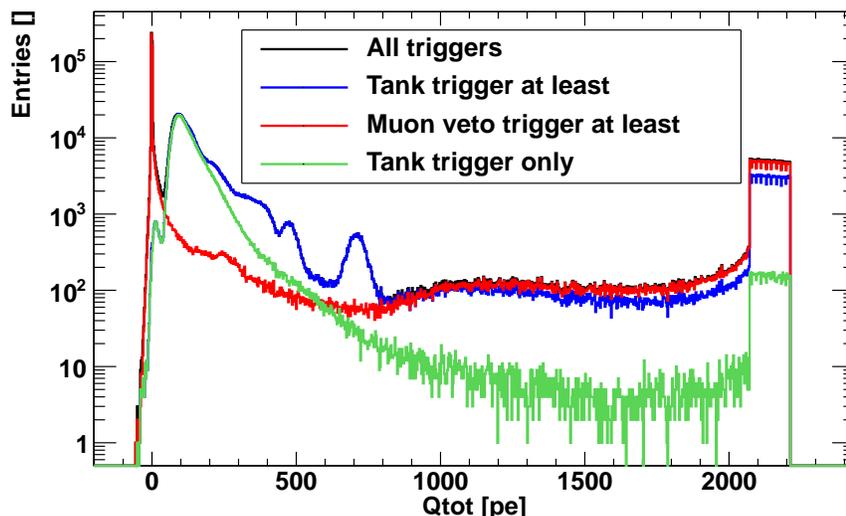


FIGURE 7.14 – Spectres en charge pour différents déclenchements, réacteur éteint.

Le tableau 7.1 récapitule les différents taux de déclenchements :

Temps mort (%)	Total (Hz)	15 ou 16 PM saturés (Hz)	Veto (Hz)	DEL (Hz)	Aléatoire (Hz)	Aucun (Hz)	Physique (Hz)
0,41	711	105	340	65	5	0,21	298

TABLE 7.1 – Taux de déclenchements typiques réacteur éteint.

Le temps mort est négligeable car le taux de déclenchement total est inférieur à 1 kHz. Le taux de saturation du détecteur (15 ou 16 PM saturés) correspond au taux de muons passant par la cuve, ce qui est compatible avec un détecteur de surface 2 m^2 et une atténuation par rapport au niveau du sol d'un facteur 2,7. Le veto muon se déclenche 3 fois plus souvent que le détecteur ne sature, sa surface étant bien supérieure à celle de la cuve. Les 13 combinaisons de diodes clignotent à 5 Hz chacune, comme le déclenchement aléatoire

De façon surprenante, quelques événements n'ont enregistré aucun déclenchement dans les données. L'origine de ce problème n'est pas connue. Une étude rapide n'a montré aucune corrélation évidente avec d'autres événements, et le spectre de ces événements est le même que le spectre cuve. Nous supposons donc que ce phénomène, qui n'apparaît que dans 0,03 % des événements, est aléatoire.

Enfin, lorsque toutes ces contributions ont été soustraites¹, il reste le taux de déclenchements physique. Pour ce bloc de données, il s'établit à 298 Hz car le seuil de déclenchement est à 40 mV sur la somme des 16 PM, soit 100 photoélectrons (ou 1 MeV au centre du détecteur).

1. Pas de DEL, pas de veto, pas d'aléatoire, pas de saturation du détecteur.

Lorsque le seuil monte à 300 photoélectrons (soit 3 MeV au centre), le taux physique ne vaut plus que 24 Hz.

Il est intéressant de regarder d'où vient ce bruit de fond, du moins dans la mesure où Nucifer le permet avec seulement deux couronnes de PM uniquement au dessus de la cuve. Pour cela, dans le cadre du stage de Johan Pelzer [73] avons mis en place le calcul du barycentre $\mathcal{B}(x,y)$ des charges Q_i mesuré dans chaque PM i :

$$\mathcal{B}(x,y) = \frac{1}{Q_{tot}} \sum_{i=1}^{16} Q_i \times (x_i, y_i) \quad (7.1)$$

avec (x_i, y_i) la position du PM i et Q_{tot} la charge totale, somme des Q_i . Comme les PM sont répartis sur deux couronnes circulaires, nous avons traduit ces coordonnées dans un repère polaire, normalisé au rayon de la couronne externe de PM. La figure 7.15 montre la répartition des barycentres dans le détecteur, normalisés au rayon de la couronne externe de PM r_{ext} .

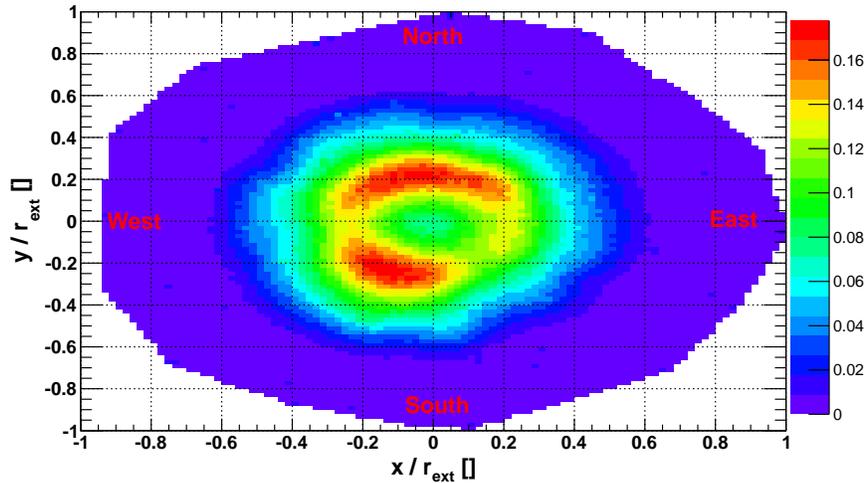


FIGURE 7.15 – **Barycentres des charges réacteur éteint.** L'échelle de couleur est en hertz. Le réacteur est à l'est, le couloir à l'ouest. Les axes sont normalisés au rayon de la couronne externe.

Cette distribution de barycentre est essentiellement circulaire, telle qu'attendu pour un bruit de fond isotrope lorsque le réacteur est éteint. On note toutefois au sud-est et à l'ouest deux fléchissements relatifs dans la couronne interne rouge. Le premier, au sud-est, est dû à deux trous dans le tampon et aux tuyaux de remplissage et d'azote qui y passent et se prolongent jusqu'au fond de la cuve. Nous avons pu confirmer par la simulation que la présence de ces trous et tuyaux provoquent bien l'apparition d'une distorsion dans la distribution des barycentres. La seconde anomalie, à l'ouest, est plus faible que la première et est attribuée au passage de fibres optiques (noires) le long de la cuve pour aller aux diffuseurs de fond de cuve.

7.2.3 Événements corrélés

Source AmBe interne au centre

Nous avons d'abord observé les événements corrélés issus de la source AmBe. L'événement prompt résulte de la superposition du gamma de 4,4 MeV et du neutron rapide, autour de 5,5 MeV, alors que l'événement retardé correspond à la capture du neutron sur le gadolinium, autour de 8 MeV. Le spectre attendu a déjà été présenté en figure 7.6. En conséquence, j'ai choisi de chercher le prompt entre 500 et 1200 photoélectrons et le retardé entre 700 et 1600 photoélectrons.

La figure 7.16 montre la distribution des écarts en temps entre ces deux événements. Les 4 premières microsecondes sont vides à cause du veto QDC, puis vient une exponentielle décroissante qui aboutit à un plateau. Le temps caractéristique de l'exponentielle est $(7,1 \pm 0,1) \mu\text{s}$, une valeur compatible avec un dopage en gadolinium à 0,5 % en masse. Le sommet de la distribution est par contre légèrement arrondi. Ce comportement est attendu, car le neutron commence par se thermaliser avant d'atteindre sa probabilité maximale de capture et la thermalisation peut prendre quelques microsecondes. Le plateau est légèrement pentu parce que la méthode de recherche des coïncidences s'arrête dès que le premier événement retardé est trouvé, ce qui défavorise les grands écarts en temps et provoque l'apparition d'une exponentielle paramétrée par la fréquence d'événements simples. Ici, la décroissance de l'exponentielle est suffisamment lente pour être ajustée par une droite.

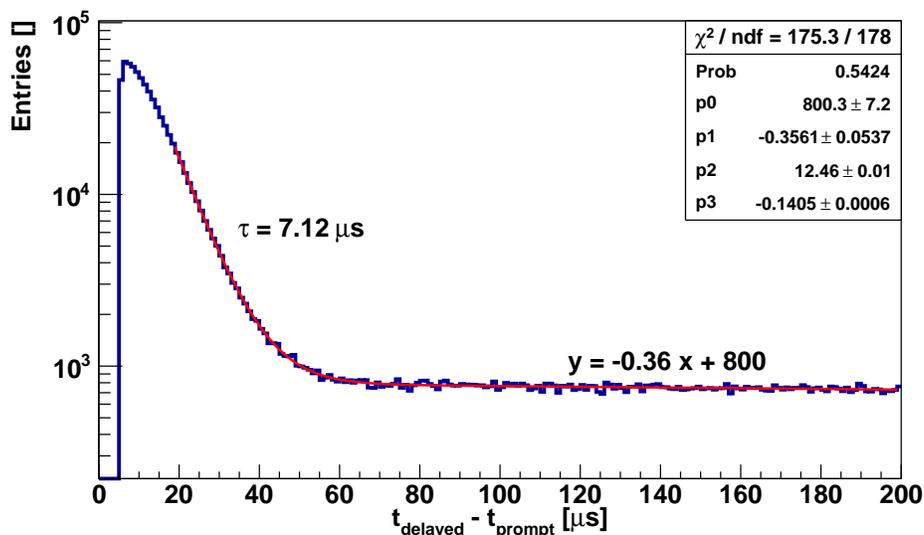


FIGURE 7.16 – Écarts en temps entre événements prompts et retardés de source AmBe. Source au centre de Nucifer.

La figure 7.17a présente les spectres pour les événements prompts et retardés, compatibles avec la forme annoncée par la simulation. Plus surprenant, la figure 7.17b montre sans ambiguïté une légère PSD, alors que le prompt est la superposition d'un gamma et d'un neutron rapide. Dans ces conditions, le paramètre de mérite s'établit à 0,28 alors qu'il avait été impossible de mettre en évidence cet effet à l'ALS avec le liquide prototype : seul le cas où le neutron est seul à interagir, avec la source à l'extérieur, avait donné lieu à une PSD observable.

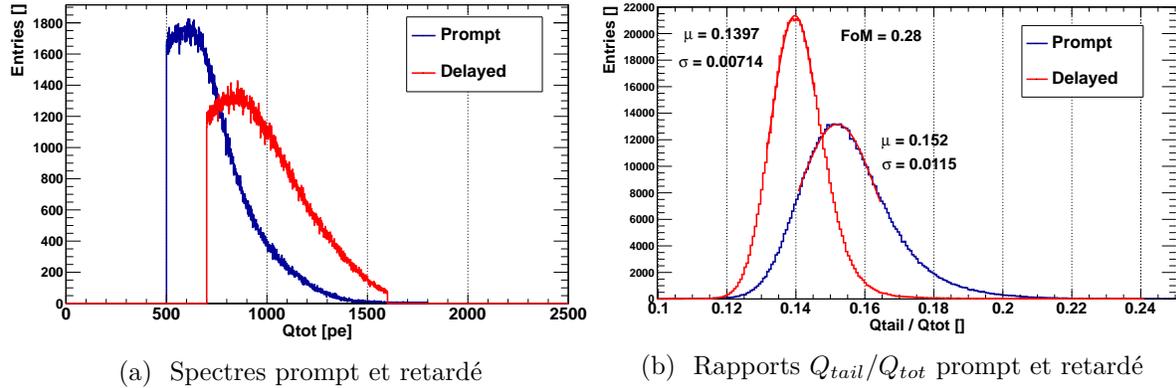
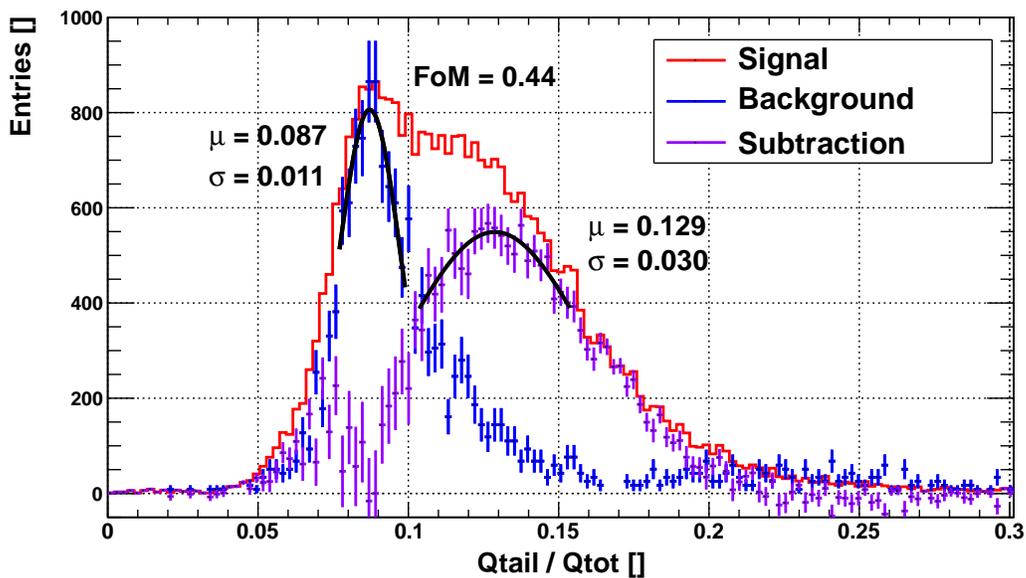


FIGURE 7.17 – Spectres et PSD prompts et retardés pour la source AmBe.

Source AmBe externe en coïncidence

Pour obtenir le véritable facteur de mérite, nous avons reproduit à Osiris l'expérience de la source AmBe externe avec Nucifer en coïncidence avec un scintillateur, décrite en section 6.3.1. La figure 7.18 montre le rapport Q_{tail}/Q_{tot} obtenu avec l'EJ335. Comme il est nécessaire d'intercaler un module de coïncidence supplémentaire dans l'acquisition Nucifer entre la somme des 16 PM et le déclenchement, les portes d'intégration sont décalées par rapport à nos mesures de référence (voir figures 7.17b et 7.20) et les positions des pics en Q_{tail}/Q_{tot} changent. Après soustraction du bruit de fond, le signal apparaît avec un paramètre de mérite ne valant plus que 0,44, un chiffre à comparer au 1,2 mesuré sur banc de test et à l'extrapolation $FoM \gtrsim 1,0$ réalisée après la mesure de la PSD dans le prototype. En s'appuyant sur l'abaque présentée en figure 5.5, une conservation de 99 % du signal positon conduit à une probabilité de réjection d'environ 50 %.


 FIGURE 7.18 – Rapport Q_{tail}/Q_{tot} obtenu à Osiris. Source AmBe en rouge, sans source en bleu, soustraction en violet.

Bruit de fond corrélé et accidentel

J'ai ensuite cherché des événements corrélés directement dans le bruit de fond. Les coupures en énergie sont typiquement celles utilisées pour la recherche de neutrinos : la coupure prompte débute au seuil et monte à 6 ou 8 MeV. La coupure neutron va généralement de 6 à 10 MeV. Ces coupures ne sont que préliminaires, puisqu'elles ne seront fixées que par le meilleur rapport signal sur bruit dans la recherche de neutrinos, réacteur allumé.

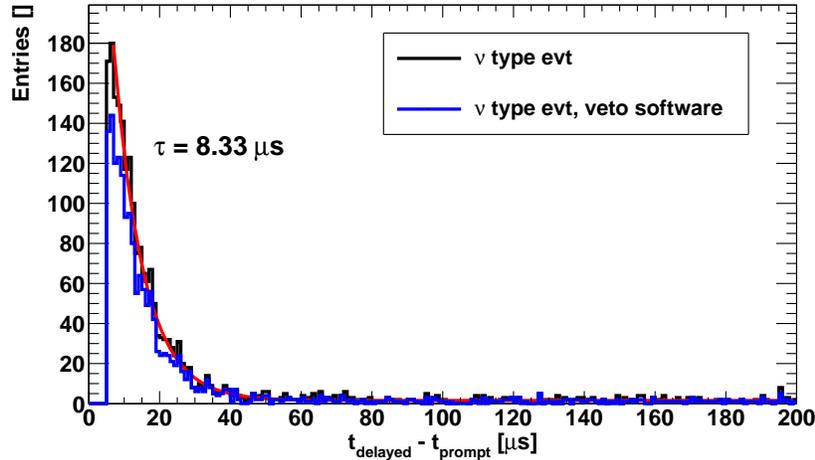


FIGURE 7.19 – Événements corrélés dans le bruit de fond. Données acquises après la fermeture du veto muon, mais avant la fermeture des blindages.

La figure 7.19 montre que des événements corrélés sont présents dans le bruit de fond, suivis par un très faible nombre de coïncidences fortuites. Les données utilisées ici datent de l'intégration de Nucifer, lorsque la cuve avait été insérée dans les blindages, mais que ces derniers n'avaient pas encore été complètement refermés. Le veto muon est complet, mais le dernier mur de polyéthylène et de plomb n'est pas encore monté. Cette situation permet d'avoir un grand nombre de neutrons rapides dans la cuve, au détriment d'un test en condition réelle du veto muon, qui ne permet ici de rejeter que 20 % des événements corrélés.

Le temps caractéristique de l'exponentielle vaut ici $(8,3 \pm 0,2) \mu\text{s}$, soit une microseconde de plus que pour la source AmBe. Nous attribuons cet écart au temps de thermalisation du neutron, probablement supérieur car les neutrons cosmiques sont plus rapides que les neutrons de source AmBe. Des simulations avec un code de neutronique sont prévues pour comprendre la différence, soit MURE à Subatech soit TRIPOLI4 au SERMA.

J'ai également cherché à mettre en évidence la PSD, donc en conditions réelles puisque le but est bien de réduire le bruit de fond corrélé. La figure 7.20 montre un paramètre de mérite qui s'établit à 0,5 soit une valeur supérieure au 0,44 mesuré avec la source AmBe externe en coïncidence (voir section 7.2.3). Comme la PSD augmente avec l'énergie de la particule incidente (voir figure 5.3), cela peut s'expliquer par l'énergie élevée des neutrons induits par muons par rapport aux neutrons de la source AmBe, limités à quelques MeV.

Cette valeur du paramètre de mérite n'est pas satisfaisante au regard des très bonnes performances de l'EJ335 sur banc de test, mais à l'inverse il n'était pas sûr que la PSD soit encore exploitable avec autant d'atténuation. Si nous prenons comme référence un paramètre de mérite de 0,5, nous pouvons rejeter 65 % des événements de neutrons rapides en ne perdant que 1 % des neutrinos.

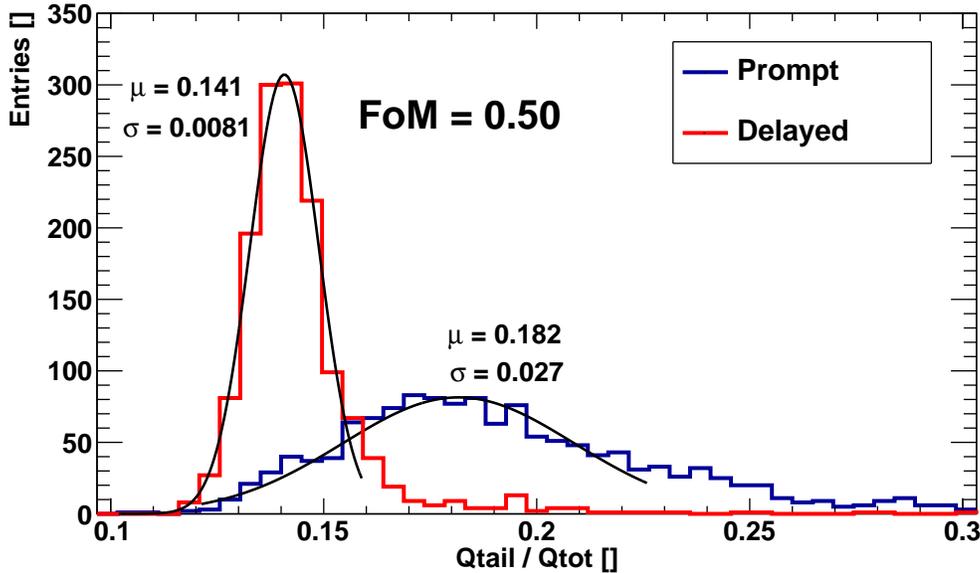


FIGURE 7.20 – Rapport Q_{tail}/Q_{tot} des événements prompts et retardés de bruit de fond.

La figure 7.19 montre également un plateau à très faible statistique de coïncidences fortuites après le pic des événements corrélés. Après $100\ \mu\text{s}$, l'influence des corrélations est dissipée et ce plateau permet la mesure du taux d'événements accidentels. Pour augmenter la statistique, nous augmentons la profondeur en temps de notre recherche de paires, en cherchant l'événement retardé jusqu'à plusieurs milliseconde. Pour cela, nous avons développé 2 techniques dans le cadre des stages de Johan Pelzer [73] et Vincent Fischer [110] :

1. la recherche de paires multiples : après avoir sélectionné un événement prompt, nous cherchons tous les événements qui passent la sélection retardée dans une porte allant jusqu'à 10 ms, et nous ajoutons à la distribution tous les écarts en temps entre ce prompt et tous ces retardés ;
2. les portes décalées : après avoir sélectionné un événement prompt, nous cherchons l'événement retardé à partir d'un temps arbitraire (de plus de $100\ \mu\text{s}$) après le prompt, ce qui revient à décaler la porte de coïncidence ; puis nous répétons le processus pour 100 portes décalées et pour chaque décalage nous construisons la distribution des écarts en temps sans le décalage arbitraire.

Nous attendons un plateau plat dans le cas de première méthode, et 100 plateaux identiques dans le cas de la seconde. L'ajustement de ces plateaux divisés par leur durée donne ensuite le taux de coïncidences fortuites. Les résultats obtenus sont comparables dans nos barres d'erreur. Par contre, les résultats varient énormément en changeant les coupures, comme le montre le tableau 7.2.

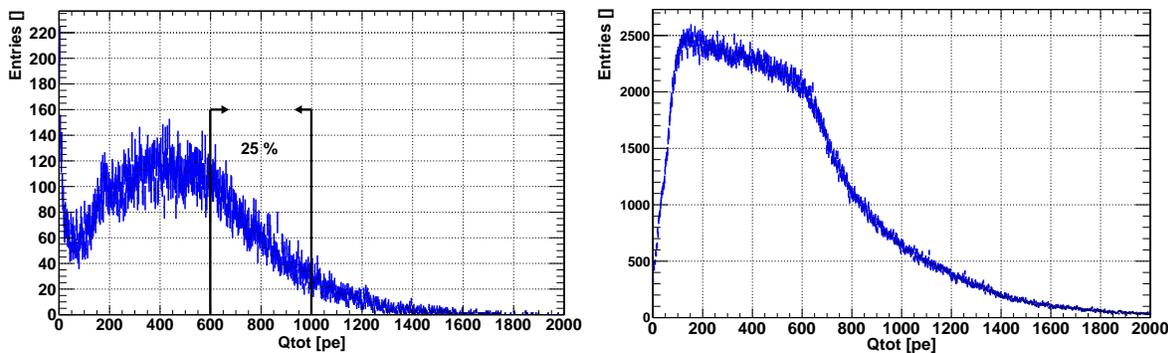
Comme attendu, la coupure basse en énergie est beaucoup plus influente que la coupure haute. La coupure veto rejetant tous les événements dans les $100\ \mu\text{s}$ suivant un signal du veto ou une saturation du détecteur permet de gagner presque un ordre de grandeur sur les bruits de fond accidentels. À l'inverse, la coupure PSD rejetant tous les événements avec un rapport Q_{tail}/Q_{tot} inférieur à 0,18 n'influe que très peu sur ces événements, ce qui était attendu. Les coupures veto et PSD sont plus équilibrées sur les corrélés, avec un rejet d'un facteur 3 chacune.

Coupure prompte (pe)	Coupures veto logiciel et PSD		
	aucune	veto	veto et PSD
$100 < Q_{tot} < 600$	466 ± 1	$51,1 \pm 0,4$	$45,3 \pm 0,3$
	700 ± 10	214 ± 5	71 ± 3
$200 < Q_{tot} < 600$	$102,6 \pm 0,5$	$11,6 \pm 0,2$	$10,8 \pm 0,2$
	448 ± 7	120 ± 4	33 ± 2
$200 < Q_{tot} < 800$	$105,1 \pm 0,5$	$11,9 \pm 0,2$	$11,0 \pm 0,2$
	559 ± 8	149 ± 4	42 ± 2

TABLE 7.2 – **Taux quotidiens de bruits de fond accidentel (en bleu) et corrélé (en rouge)**, pour 3 coupures promptes, coupure veto muon $100 \mu\text{s}$ et coupure de PSD à 0,18. La coupure retardée est $600 < Q_{tot} < 1000$ photoélectrons.

Avec tous les blindages, un veto de $100 \mu\text{s}$ derrière chaque déclenchement veto muon et chaque saturation du détecteur, une coupure en PSD et des coupures en énergie réalistes (prompt entre 200 et 600 photoélectrons, retardé entre 600 et 1000), le taux d'événements corrélés s'établit à (33 ± 2) /jour et le taux d'événements accidentels à $(10,8 \pm 0,2)$ /jour. Même si ces chiffres sont appelés à changer avec le nouveau liquide et les coupures finales déterminées réacteur allumé, les taux d'événements corrélés avec la coupure veto sont bien inférieurs aux 650 événements/jour prédits par les simulations préliminaires.

La simulation GEANT4 de la capture neutron est présentée figure 7.21a avec le liquide actuel. Dans nos coupures d'analyse, 25 % des neutrons injectés dans la cuve sont détectés, un chiffre proche des 28 % du cas idéal (voir figure 4.9).



(a) Neutrons de 20 keV homogènes et isotropes dans Nucifer. L'efficacité est évaluée entre 600 et 1000 photoélectrons, nos coupures d'analyse.

(b) Énergie visible des neutrinos générés par NuMC. L'efficacité est évaluée pour 3 coupures différentes.

FIGURE 7.21 – **Spectres simulés pour les événements prompts et retardés, en photoélectrons, avec l'EJ335 actuel.**

Le couplage entre NuMC et GEANT4 permet d'obtenir un spectre en charge des événements neutrinos, présenté figure 7.21b. Pour les 3 coupures du tableau 7.2, les efficacités positons sont présentées dans le tableau 7.3. En prenant en compte l'efficacité neutron et l'efficacité en temps, on obtient également les taux de neutrino attendus et les rapports signal sur bruit.

	Coupure prompte (pe)		
	$100 < Q_{tot} < 600$	$200 < Q_{tot} < 600$	$200 < Q_{tot} < 800$
efficacité positon (%)	58 %	46 %	62 %
taux de neutrino ($\bar{\nu}_e$ /jour)	142 ± 5	112 ± 5	151 ± 5
signal / bruit corrélé OFF	2,0	3,4	3,6

TABLE 7.3 – Taux de neutrinos et rapport signal sur bruit attendus avec l'EJ335 actuel.

Avec la coupure prompte $200 < Q_{tot} < 600$, 112 neutrinos sont attendus par jour, un chiffre à comparer aux 207 neutrinos par jour dans nos simulations avec une coupure à 2 MeV pour le prompt et à 6 MeV pour le retardé avec un liquide complètement transparent (voir le tableau 4.3). Ce liquide a donc un fort impact sur les performances du détecteur. Le rapport signal sur bruit corrélé se dégrade en baissant la limite basse de la coupure prompte mais s'améliore en montant sa limite haute, ce qui s'explique par la forme du bruit de fond, plus important à basse énergie.

Ces simulations fournissent une base réaliste pour affirmer que la réjection des bruits de fond corrélés est faisable dans Nucifer à Osiris, grâce à l'efficacité de notre veto et à la PSD. Avec le changement de liquide, la résolution en énergie va d'abord s'améliorer. Davantage de neutrinos sont alors attendus, et le bruit de fond à basse énergie qui est actuellement étalé dans tout le spectre devrait être mieux confiné sous le seuil de déclenchement, réduisant le taux d'événements accidentels dans les coupures. De plus la PSD devrait être améliorée, le paramètre de mérite passant de 0,5 à plus de 0,7 (voir figure 7.20 et tableau 5.3). Par contre il est possible que l'amélioration de la résolution augmente également le nombre de captures neutrons accidentelles comptabilisées. Globalement, le rapport signal sur bruit de fond corrélé réacteur éteint devrait donc s'améliorer, nous laissant plus de marge de manœuvre pour relâcher les coupures et augmenter l'efficacité neutrino.

7.3 Réacteur allumé

Lorsque le réacteur s'allume, la puissance s'établit en quelques heures à 70 MW, comme le montre la figure 7.22a. La puissance thermique est la méthode de référence étalonnée. La puissance azote 16, qui mesure l'activité de ce radioélément à vie courte dans l'eau de la boucle primaire, est une mesure relative à la puissance maximale. Le taux de déclenchement de Nucifer présenté figure 7.22b suit parfaitement les variations de puissance, montrant la domination du bruit de fond réacteur lorsque celui-ci est en fonctionnement.

7.3.1 Événements simples

Une fois les blindages fermés et le réacteur allumé, la phase ultime de recherche de neutrino peut commencer. Mais avant tout, nous avons constaté que le taux de déclenchement avoisinait les 4 kHz et que le temps mort atteignait les 80 % avec les paramètres tels que nous les avons laissés pour la période de réacteur éteint. L'acquisition était complètement saturée. Pour retrouver un niveau acceptable de temps mort, nous avons dû jouer sur tous les paramètres possibles : baisse du taux des DEL à 5 Hz, hausse du seuil de déclenchement à

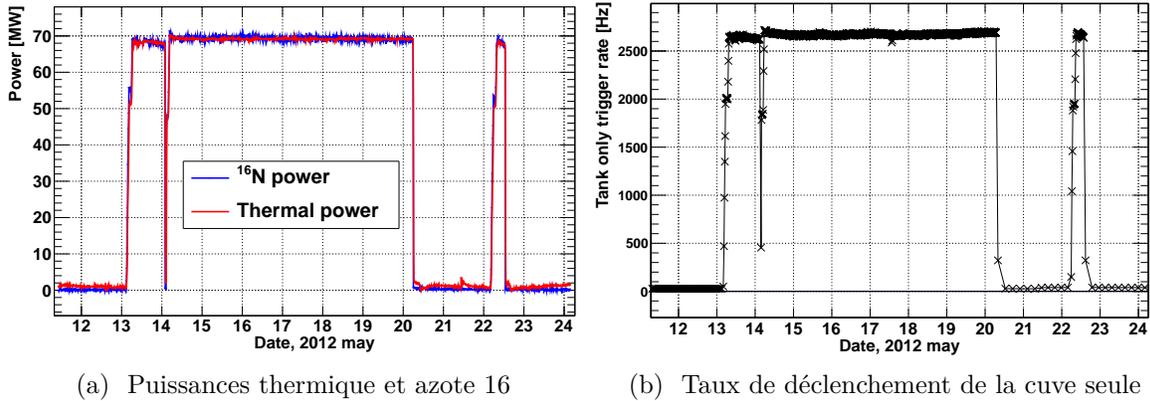


FIGURE 7.22 – Taux de déclenchement et puissances mesurés pendant le cycle de mai 2012.

300 photoélectrons et passage du veto muon logiciel en veto muon matériel. En effet, le veto muon provoque un temps mort inférieur lorsqu'il bloque directement l'acquisition (environ 8%) que lorsqu'il sature l'acquisition en la déclenchant.

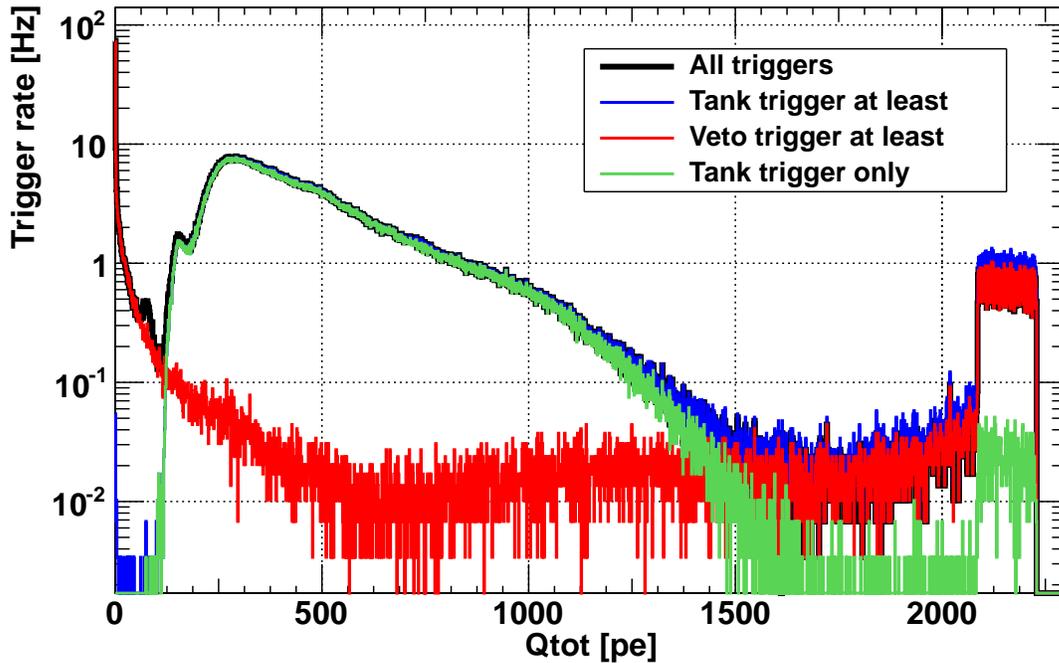


FIGURE 7.23 – Spectres en charge réacteur allumé pour différents déclenchements. La normalisation tient compte du temps mort.

La figure 7.23 montre les spectres en charge réacteur allumé, mais avant que le veto muon n'ait été basculé en veto matériel. Les événements de cuve seule suivent essentiellement une exponentielle allant du seuil à 1500 photoélectrons environ (courbe verte). De part et d'autre du seuil, les diodes provoquent l'apparition de 2 bosses. Le veto muon montre un pic très prononcé à charge nulle, signe d'un nombre accru de déclenchements sans qu'une particule n'atteigne le détecteur : le taux de veto est maintenant de 900 Hz.

Le tableau 7.4 récapitule les différents taux de déclenchements :

Temps mort (%)	Total (Hz)	15 ou 16 PM saturés (Hz)	Veto (Hz)	DEL (Hz)	Aléatoire (Hz)	Aucun (Hz)	Physique (Hz)
20,4	2745	3,3	0,68	65	5	1,8	2670

TABLE 7.4 – Taux de déclenchements typiques réacteur allumé.

Malgré un taux de déclenchement total descendu à 2745 Hz, le temps mort reste très élevé. Sans veto muon, le taux de PM saturés triple, indiquant de forts dépôts d'énergie dans ce bruit de fond. Dans le tableau, les taux de saturation détecteur et de veto sont très faibles parce que le veto muon est matériel. Il reste quelques hertz d'événements sans déclenchement enregistré, ne comptant que pour 0,07 % du total. Le taux d'événements physiques s'établit à 2670 Hz avec un seuil à 120 mV, soit 300 photoélectrons. Nous sommes donc très loin des quelques centaines de hertz au-delà de 2 MeV qui étaient attendus, avec un bruit de fond supérieur d'un ordre de grandeur environ.

7.3.2 Événements corrélés

Malgré ces conditions très dégradées, avec un liquide affligé d'une forte atténuation et un bruit de fond très important, nous avons cherché des événements corrélés, signatures de neutrinos. La figure 7.24a est un exemple de recherche avec de multiples coupures (énergie, PSD, distance aux autres événements) qui ne permet pourtant pas la mise en évidence d'événements corrélés, le taux d'événements accidentels étant trop important (plusieurs millions par jour avec les seules coupures en énergie).

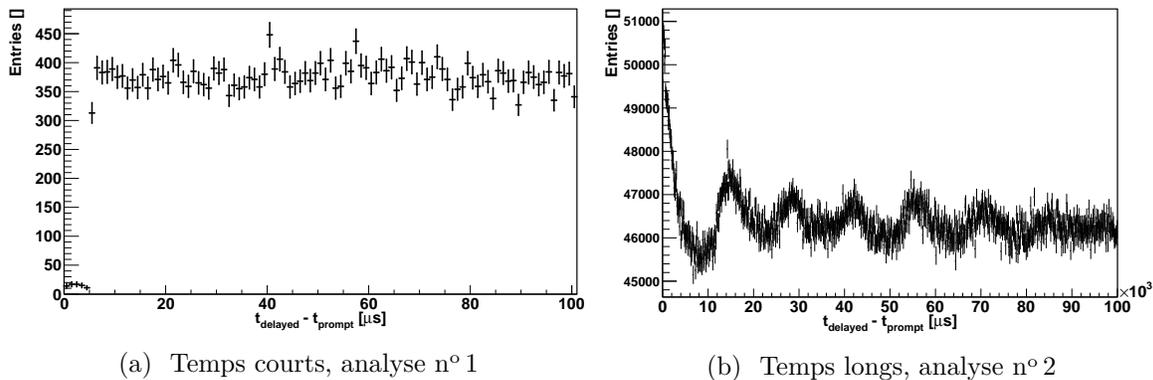


FIGURE 7.24 – Recherche d'événements corrélés réacteur allumé. La statistique est supérieure à droite car la méthode compte plusieurs fois chaque candidat prompt, et les coupures sont relâchées.

De plus, nous devons faire face à des biais importants. La figure 7.24b montre que la recherche d'événements séparés par un temps long, de l'ordre de la dizaine de milliseconde, n'est pas stable. Si nos neutrinos n'ont aucune chance de se manifester à de tels écarts, cela reste problématique dans l'optique de l'amélioration de la précision statistique sur le bruit de fond accidentel par la recherche de corrélations là où aucun phénomène physique ne peut en produire.

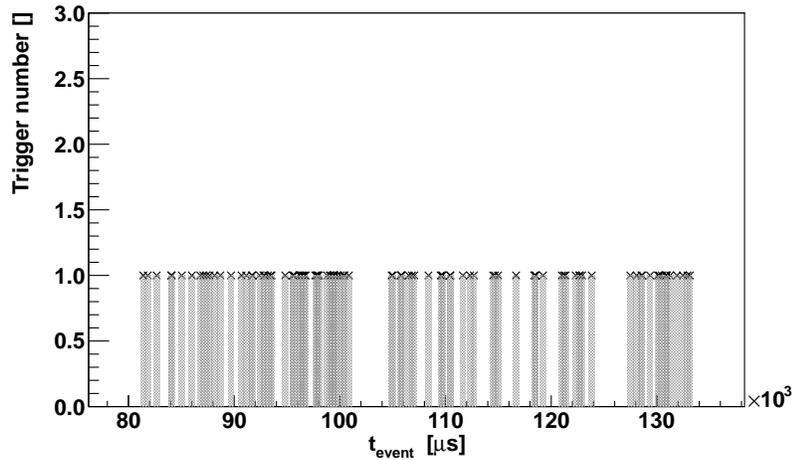


FIGURE 7.25 – Nombre de déclenchements en fonction du temps de l'événement. Les saturations de mémoire VME provoquent ces discontinuités à l'échelle de la milliseconde.

La figure 7.25 permet d'expliquer l'origine de ces instabilités. La séquence des événements apparaît hachée, avec de nombreuses interruptions longues d'une à dix millisecondes. Avec un tel taux de déclenchement, nous saturons en fait les mémoires des modules VME, qui bloquent alors toute nouvelle prise de données jusqu'à la prochaine lecture. Comme la périodicité des lectures est constante, il existe une périodicité des interruptions qui conduit aux oscillations de la figure 7.24b. Pour y remédier efficacement, il faudrait diminuer le taux de déclenchement : le problème n'apparaît pas réacteur éteint. Nous avons toutefois testé différentes corrections, qui nous ont essentiellement permis de confirmer que le taux d'accidentels était trop élevé.

7.4 Barycentres et origine du bruit de fond

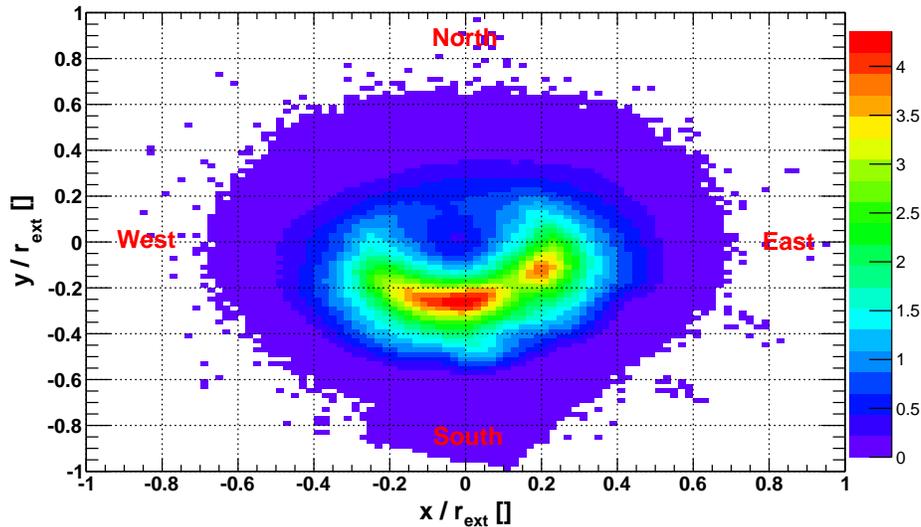


FIGURE 7.26 – Barycentres des charges réacteur allumé. L'échelle de couleur est en hertz. Le réacteur est à l'est, le couloir à l'ouest. Les axes sont normalisés au rayon de la couronne externe.

Nous avons ensuite cherché à déterminer l'origine de ce bruit de fond. Le premier indice sérieux provient de la distribution des barycentres. Comme le montre la figure 7.26, cette distribution est orientée plein sud, avec le creux au sud-est déjà présent dans les barycentres réacteur éteint. La simulation GEANT4 a permis de montrer que ce creux est en fait dû aux trous de côté dans le tampon et aux tuyaux de remplissage qui y passent, entre les PM n° 5 et n° 15. Le bruit de fond est donc orienté au sud.

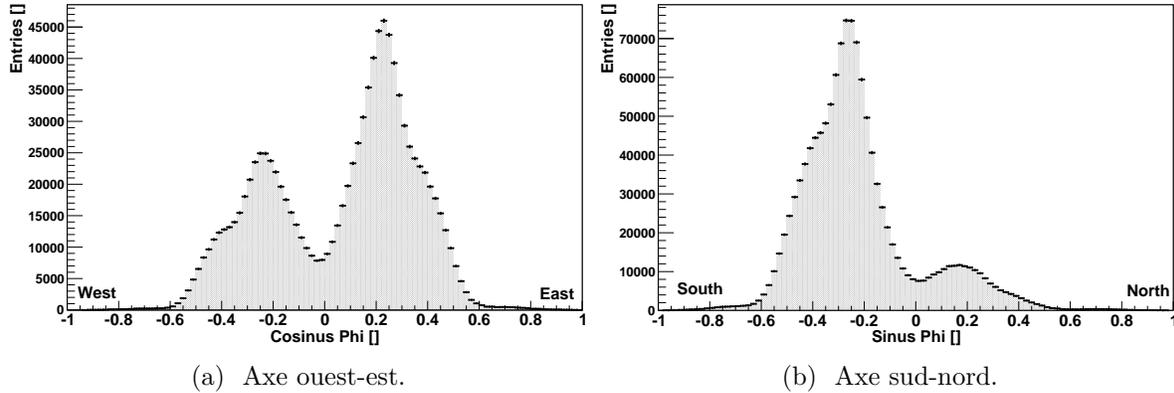


FIGURE 7.27 – Profils de distributions des barycentres selon les axes ouest-est et sud-nord.

En projetant les barycentres des charges sur l'axe ouest-est (figure 7.27a), il apparaît une première dissymétrie montrant un excès d'événements à l'est, donc côté réacteur, mais limité à 1,69 fois le nombre d'événements à l'ouest. Ce facteur ne permet clairement pas d'expliquer l'ordre de grandeur inattendu du taux de déclenchement. En répétant l'opération sur l'axe sud-nord (figure 7.27b), une seconde dissymétrie, plus importante, se révèle, avec 6 fois plus d'événements au sud qu'au nord. L'origine du problème semble donc bien être au sud. Un point particulièrement intéressant est que l'extrapolation à tout le détecteur du taux de comptage observé au nord donne environ 300 Hz.

Avec des mesures complémentaires avec un détecteur NaI (scintillateur inorganique iodure de sodium) prêté par Osiris, nous avons pu confirmer que 2 sources de bruit de fond se trouvent dans cette casemate. En essayant différents jeux d'écrans en plastique et en plomb, nous avons pu nous assurer que les gammas sont bien dominants dans ce bruit de fond. La première source est bien sûr le réacteur, avec un fort point chaud au ras du plafond, sur le mur est, juste à côté de notre mur de plomb. Les mesures, présentées figure 7.28, montrent une décroissance au fur et à mesure de l'éloignement de ce point chaud.

Mais la seconde source gamma importante est pour le moins inattendue : il s'agit du mur sud lui-même, qui présente une émission gamma approximativement homogène sur toute sa surface. Derrière ce mur de 1,20 m d'épaisseur se trouve en fait le bac de désactivation de l'eau du circuit primaire (voir figure 7.29 et 7.30). Cette eau se charge à son passage dans le cœur en azote 16 par réaction (n,p) sur l'oxygène 16 de l'eau, dont la mesure de l'activité fournit une mesure de la puissance complémentaire à la puissance thermique. Mais la décroissance de l'azote 16 conduit dans 69 % des cas à l'émission d'un gamma de 6,13 MeV, et dans 5 % des cas à l'émission d'un gamma de 7,11 MeV, tous deux capables de passer à travers le mur sud et notre blindage jusqu'au détecteur. Ces mesures montrent également que l'émission du mur sud se prolonge à l'est jusqu'au coin de la pièce, mais diminue en direction de l'ouest. Cette dissymétrie peut expliquer la direction légèrement sud-sud-est des barycentres.

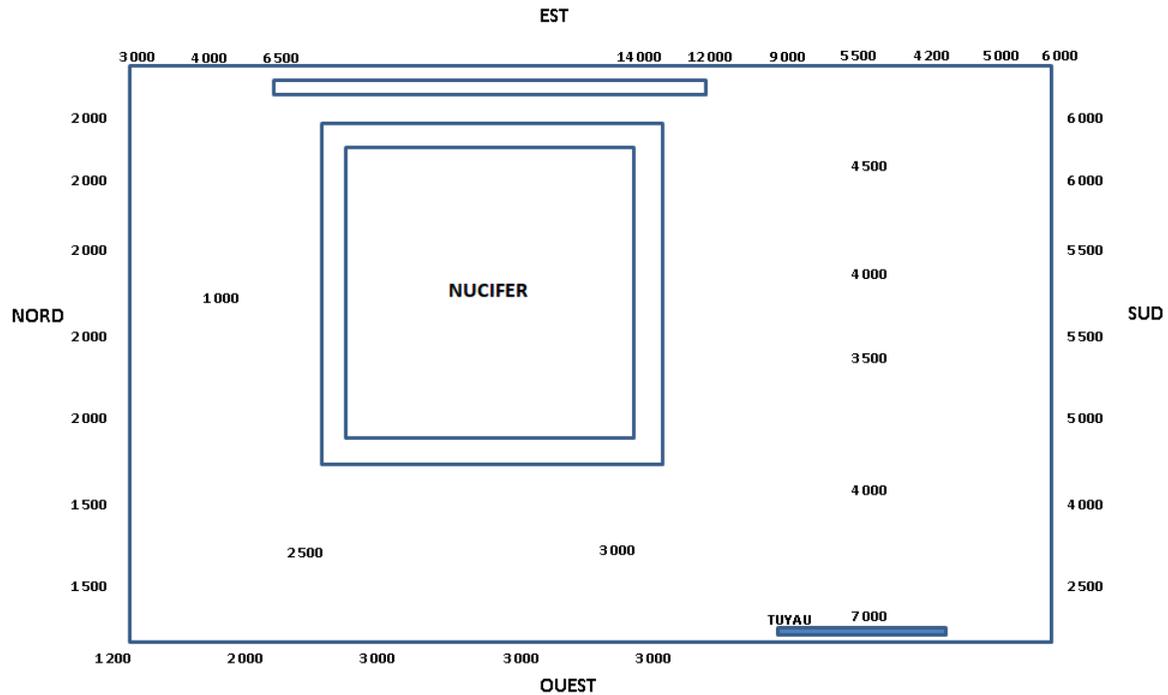


FIGURE 7.28 – Mesures de bruit de fond gamma dans la casemate Nucifer avec un détecteur NaI portable, réacteur allumé, en coups par seconde. Le réacteur est approximativement situé dans l'axe du mot « EST ». La mesure à 14 000 coups/s est derrière le mur de plomb, devant on retrouve l'ambiance de la casemate à 3500 coups/s. Le tuyau au sud-ouest où passe parfois des effluents est visible lui-aussi sur nos mesures, mais ce point chaud est en fait très localisé au coude du tuyau et est vite noyé dans les autres contributions.

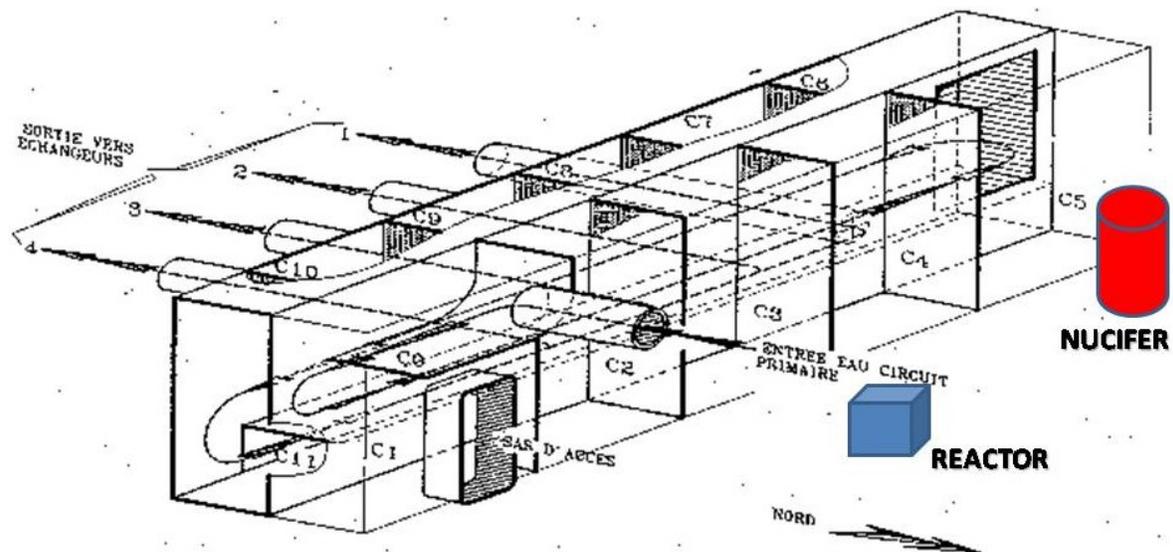


FIGURE 7.29 – Circuit de désactivation de l'eau de la boucle primaire.

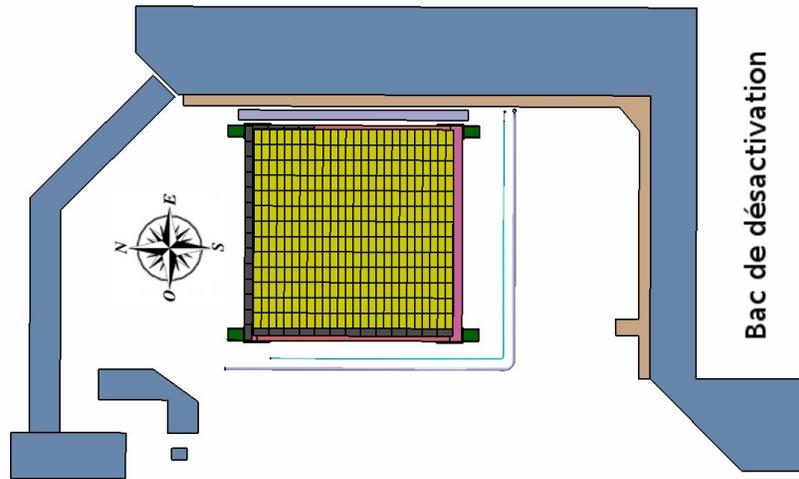


FIGURE 7.30 – Emplacement du bac de désactivation par rapport à Nucifer.

7.5 Perspectives

7.5.1 Améliorations expérimentales

Nous avons donc identifié dans cette première phase de l'expérience à Osiris (mars à juillet 2012) deux problèmes majeurs dont la combinaison nous empêche la mise en évidence de neutrinos. Le premier réside dans la forte et inattendue atténuation de l'EJ335 déployé à Osiris. La solution consiste à changer le liquide scintillant. Le groupe du MPIK d'Heidelberg est entré dans la collaboration à cette occasion, en apportant un nouveau liquide dédié issu de l'expérience acquise dans Double Chooz. Ce liquide a été produit durant le mois de septembre 2012 et attend début octobre son déploiement.

Le deuxième problème vient de ce très important bruit de fond, orienté au sud. Par des mesures complémentaires avec un détecteur NaI, nous avons pu confirmer que la source de ce bruit de fond est le bac de désactivation de l'eau du circuit primaire. Pour s'en affranchir, nous n'avons d'autre choix que d'augmenter le blindage. Nous avons donc entamé les études pour la construction d'un mur de plomb supplémentaire de 10 cm d'épaisseur, orienté est-ouest et situé au sud des blindages, comme le montre la figure 7.31. Ce mur sera placé au plus près du blindage actuel pour éliminer une éventuelle composante provenant en biais du mur est. Le plomb est d'ores et déjà disponible, mais il faut réaliser et valider la structure portante. Ce nouveau mur n'est donc pas attendu avant décembre 2012.

7.5.2 Actualisation des bruits de fond attendus

Pour réussir la détection des neutrinos d'Osiris avec Nucifer, il faut maintenant s'assurer de la maîtrise des bruits de fond. Nous disposons d'une première mesure du bruit de fond corrélé réacteur éteint, mais valable uniquement avec l'EJ335 actuel. L'estimation du rapport signal sur bruit est de l'ordre de 3,5, valeur plus favorable qu'attendu et que le changement de liquide devrait améliorer par une meilleure PSD.

Par ailleurs, les mesures de neutrons rapides dans la casemate montrent une augmentation limitée à un facteur 2 en allumant le réacteur 3.1.4. En s'appuyant sur cette mesure, le flux de neutrons rapides issus du réacteur peut être estimé comme équivalant au flux de

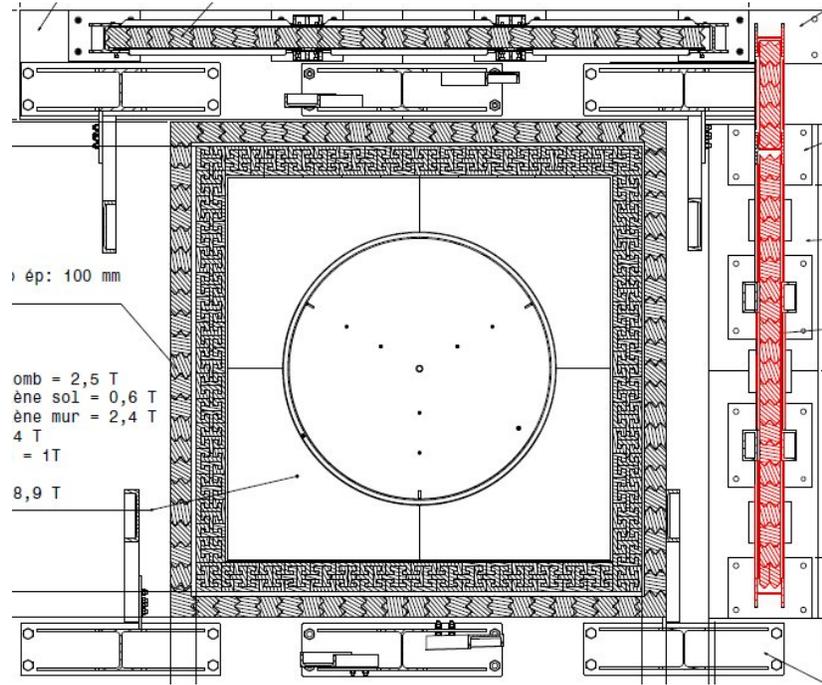


FIGURE 7.31 – Nouveau mur de plomb prévu pour Nucifer, en rouge.

neutrons rapides issus des muons cosmiques. Or le taux de détection d'événements corrélés avec la coupure PSD mais sans la coupure veto est de 120 à 150 événements/jour au-dessus de 200 photoélectrons. Sans blindages, le taux de bruit de fond corrélé issu du réacteur serait donc de cet ordre. En prenant en compte les blindages, qui totalisent environ 20 cm de plastique, le bruit de fond corrélé issu du réacteur ne peut plus qu'être réduit à moins de 10 événements/jour. De plus, nous attendons une amélioration de la PSD avec le nouveau liquide, donc une réjection supplémentaire. Il semble donc improbable que le flux de neutrons rapides en provenance du cœur soit capable d'induire un taux de bruits de fond corrélés significatif.

Enfin, le bruit de fond accidentel réacteur allumé peut être réévalué grâce à la formule suivante :

$$\tau_{acc} = \Delta t \times \tau_{prompt} \times \tau_{retardé} \quad (7.2)$$

avec τ_{acc} le taux de coïncidences accidentelles, Δt la taille de la porte de coïncidences, τ_{prompt} le taux d'événements dans la coupure prompte et $\tau_{retardé}$ le taux d'événements dans la coupure retardée.

Avec le nouveau liquide, le dopage en gadolinium sera limité à 0,2% en masse, le temps de capture sera donc d'environ 20 μs , par proportionnalité avec le temps de capture mesuré dans l'EJ335 avec 0,5% en masse. Prenons alors une porte de 60 μs .

Le nouveau mur de plomb, épais de 10 cm, atténuera d'un facteur 100 le flux gamma en provenance du bac de désactivation. Il est donc raisonnable d'extrapoler le taux de déclenchement observé au nord à tout le détecteur, soit 300 Hz. De plus, l'amélioration de la résolution en énergie devrait diminuer la contamination de l'exponentielle du bruit de fond au-delà de la coupure et donc améliorer le taux de déclenchements. Cette amélioration sera sans doute mise à profit pour descendre le seuil et augmenter l'efficacité de détection neutrino.

La dernière inconnue demeure le taux d'événements dans la coupure retardée. En reprenant l'estimation issue des mesures préliminaires (voir section 3.2.5), le taux de capture neutron dans Nucifer est de $(0,6 \pm 0,2)$ Hz. Cette valeur pessimiste donne un taux d'accidentels de 930 événements/jour.

Comme le nouveau liquide a des caractéristiques proches de l'EJ335 de test en terme de rendement lumineux et d'atténuation, le taux de neutrinos attendu sera proche des estimations déjà réalisées : $375 \bar{\nu}_e$ /jour pour un prompt entre 2 et 8 MeV et un retardé entre 4,5 et 10 MeV. Le rapport signal sur bruit de fond accidentel attendu est donc de 1/2,5 et le signal sur bruit de fond corrélé attendu peut être pris comme restant à 3,5. Ces estimations étant pessimistes, les bruits de fond semblent donc en bonne voie d'être circonscrits.

7.5.3 Potentiel de découverte d'une oscillation

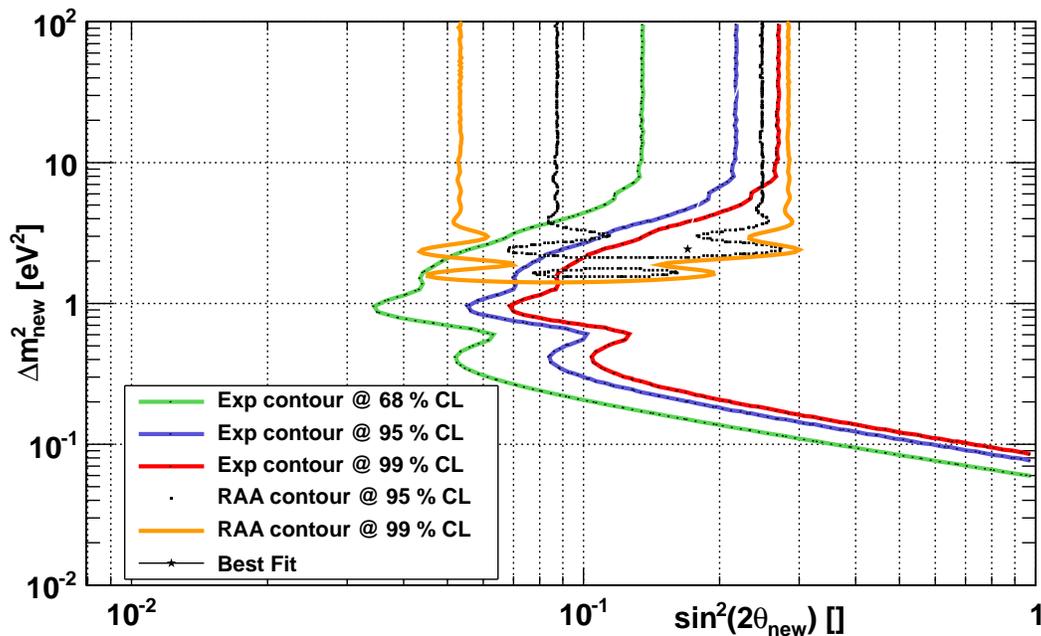


FIGURE 7.32 – Contour d'autorisation de l'anomalie et contour de découverte Nucifer avec un modèle du nouveau liquide.

Lors du stage de Quentin Herbaut [96], les incertitudes du réacteur, de la propagation et des spectres ont été ajoutées à NuMC, ainsi que leurs corrélations. Un modèle de liquide visant la reproduction du nouveau liquide a aussi été produit pour GEANT4, même si nous manquons encore des données nécessaires pour le valider. Avec ces incertitudes et ce liquide, un nouveau contour de découverte a été produit, présenté en figure 7.32. Ce contour est optimiste car il ne contient pas encore les incertitudes du détecteur, et notamment la soustraction de bruit de fond. Ce contour montre une sensibilité importante vers $\Delta m_{\text{new}}^2 = 1 \text{ eV}^2/c^4$, rendue possible par les distorsions spectrales dues à l'oscillation. Au-dessus de $\Delta m_{\text{new}}^2 = 10 \text{ eV}^2/c^4$, seule la norme du signal apporte une information, et la signature de l'oscillation est perdue. Sous $\Delta m_{\text{new}}^2 = 0,1 \text{ eV}^2/c^4$, la distance nécessaire entre le cœur d'Osiris et Nucifer est trop faible pour que l'oscillation ait pu se développer. L'inconnue majeure reste le bruit de fond, dont les incertitudes et la forme peuvent dégrader significativement ce contour.

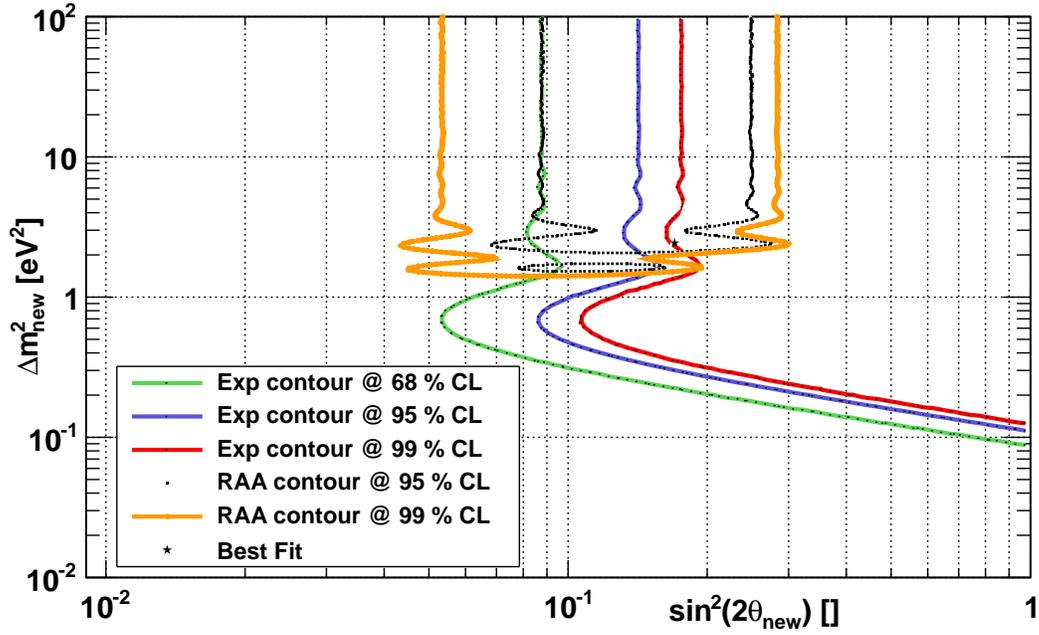


FIGURE 7.33 – Contour d’autorisation de l’anomalie et contour de découverte Nucifer avec un modèle du nouveau liquide et bruit de fond équivalent au signal.

Si par rapport au contour 7.32, un bruit de fond semblable au signal (même forme et même norme) avec 5 % d’incertitude est ajouté, le contour devient la figure 7.33. L’information en forme est maintenant couverte par le bruit de fond, et l’information en norme devient dominante. Même si le contour de découverte recouvre toujours une partie du contour d’autorisation, la signature de l’oscillation devient très dure à mettre en évidence.

Conclusion

Les neutrinos sont des particules élémentaires qui ne sont sensibles qu'à l'interaction faible. Cette particularité les rend difficiles à détecter mais fait aussi tout l'intérêt : nous ne sommes toujours pas parvenus à mesurer toutes leurs propriétés et donc à percer tous leurs secrets et du point de vue de l'instrumentation ils apportent une information directe sur leur source de production. Leur voyage n'est en effet guère perturbé que par l'oscillation, un phénomène de conversion de saveur qui peut entraîner des variations de taux de détection seulement en fonction de leur énergie et de leur distance de propagation.

Les réacteurs nucléaires de fission constituent une source extrêmement intense d'antineutrinos électroniques, ce qui compense en partie la faible section efficace d'interaction de cette particule. Parce que les technologies conduisant au nucléaire militaire ne peuvent pas être complètement découplées du nucléaire civil, puisque ces deux finalités sont reliées soit par l'enrichissement soit par le retraitement de combustible usé, le besoin d'outils de garantie s'est fait jour parmi les organisations de contrôle et de sûreté. La sonde neutrino peut alors fournir un suivi journalier de l'activité du réacteur, ainsi qu'à terme une évaluation de sa production de plutonium grâce à la simulation.

Dans ce contexte, le projet Nucifer vise à construire et opérer un détecteur miniature d'antineutrinos de réacteur nucléaire, répondant aux critères de l'AIEA en terme de contre-prolifération. Le détecteur utilise un liquide scintillant dopé au gadolinium pour assurer la détection à travers les coïncidences signant la réaction β inverse. Malgré les inquiétudes que pouvait soulever cette orientation technique, Nucifer a pu passer avec succès les examens de sûreté et valider l'utilisation de ce principe de détection. Nucifer peut aussi de par sa position si proche des fissions étudier les possibilités d'une nouvelle oscillation dans une zone peu explorée, mais mise en avant par une anomalie sur les comparaisons entre mesures et prédiction des dernières décennies. Cette hypothèse demande un nouveau neutrino, stérile, qui aurait bien des répercussions sur la cosmologie.

Le projet Nucifer à la mi-2012 a mis en œuvre le détecteur sur le réacteur de recherche Osiris et la prise de données a commencé. Comme les mesures préliminaires de gamma et de neutron nous l'avait révélé, l'endroit est difficile du point de vue des bruits de fond. Malgré la forte atténuation dont notre liquide est affligé et qui dégrade sa résolution, nous avons pu montrer que les bruits de fond corrélés peuvent être maîtrisés par une combinaison de notre veto muon et de la PSD. Les outils de traitement des données, d'analyse et de simulation sont en place et ont prouvé qu'ils étaient prêts à un usage continu avec un volume de données pourtant inattendu. En revanche, le taux de déclenchement élevé causé par les fuites de radiations issues du bac de désactivation empêche complètement la détection des neutrinos. La seule solution est de changer le liquide et de rajouter un nouveau mur de plomb. Fin septembre 2012, le nouveau liquide n'attend plus pour son déploiement que les études de sûreté et les autorisations, et le mur de plomb est en cours de conception et de validation.

L'expérience acquise et les outils mis en place peuvent maintenant être mis au service de la recherche d'oscillation avec un détecteur dédié, à travers le projet Stereo, lancé par l'équipe Nucifer et rejoint par différents instituts allemands. Ce nouveau détecteur, lui aussi à base de liquide scintillant mais segmenté, recherchera la signature d'une nouvelle oscillation indépendamment des paramètres réacteurs. La question aujourd'hui est de trouver un site adéquat dont les bruits de fond peuvent être maîtrisés, ce qui fera sans doute encore appel à la PSD. Dans le même registre, le projet CeLAND de recherche de neutrino stérile a germé dans l'équipe. Il s'agit cette fois de placer la source neutrino, à savoir une source radioactive β^- très intense, au centre d'un détecteur géant, le détecteur japonais KamLAND. La difficulté est là de produire une telle source, qui nécessite de retraiter des centaines de kilo de combustible usé hautement radioactif, et de la blinder pour empêcher ses gammas d'aveugler le détecteur, ce qui demanderait par exemple une épaisseur de 35 cm de tungstène.

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] F. REINES : The early days of experimental neutrino physics. In K. SAKURAI, éditeur : *Neutrinos in Cosmic Ray Physics and Astrophysics*, pages 71–84. Terra Scientific Publishing Company, 1990.
- [7] G. MENTION *et al.* : The Reactor Antineutrino Anomaly. *Phys. Rev.*, D83:073006, 2011.
- [8] J. BERINGER *et al.* : (Particle Data Group) The Review of Particle Physics. *Phys. Rev.*, D86:010001, 2012. <http://pdg.lbl.gov/>.
- [9] 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.
- [10] K. KODAMA *et al.* : Observation of tau-neutrino interactions. *Phys. Lett.*, B504:218–224, 2001.
- [11] G. ALEXANDER *et al.* : Electroweak parameters of the Z^0 resonance and the Standard Model : the LEP Collaborations. *Phys. Lett.*, B276:247–253, 1992.
- [12] D. PERKINS : *Particle Astrophysics*. Oxford University Press, 2th édition, 2009.
- [13] R. DAVIS JR., D. S. HARMER et K. C. HOFFMAN : Search for neutrinos from the sun. *Phys. Rev. Lett.*, 20:1205–1209, 1968.
- [14] B. T. CLEVELAND *et al.* : Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. *Astrophys. J.*, 496:505–526, 1998.
- [15] J. N. BAHCALL, A. M. SERENELLI et S. BASU : New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes. *Astrophys. J.*, 621:85–88, 2005.
- [16] J. N. BAHCALL : Solar models and solar neutrinos : Current status. *Phys. Scripta*, T121:46–50, 2005.
- [17] B. PONTECORVO : Mesonium and anti-mesonium. *Sov. Phys. JETP*, 6:429, 1957.
- [18] Z. MAKI, M. NAKAGAWA et S. SAKATA : Remarks on the unified model of elementary particles. *Prog. Theor. Phys.*, 28:870–880, 1962.

- [19] B. PONTECORVO : Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge. *Sov. Phys. JETP*, 26:984–988, 1968.
- [20] V. N. GRIBOV et B. PONTECORVO : Neutrino astronomy and lepton charge. *Phys. Lett.*, B28:493, 1969.
- [21] W. HAMPEL *et al.* : GALLEX solar neutrino observations : Results for GALLEX IV. *Phys. Lett.*, B447:127–133, 1999.
- [22] M. ALTMANN *et al.* : GNO solar neutrino observations : Results for GNO I. *Phys. Lett.*, B490:16–26, 2000.
- [23] S. FUKUDA *et al.* : Determination of Solar Neutrino Oscillation Parameters using 1496 Days of Super-Kamiokande-I Data. *Phys. Lett.*, B539:179–187, 2002.
- [24] KAMIOKA OBSERVATORY : ICRR (Institute for Cosmic Ray Research), The University of Tokyo. <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index-e.html>.
- [25] R. SVOBODA : Louisiana State University. <http://www.nasa.gov/>.
- [26] Y. FUKUDA *et al.* : Atmospheric muon-neutrino / electron-neutrino ratio in the multi-GeV energy range. *Phys. Lett.*, B335:237–245, 1994.
- [27] Y. FUKUDA *et al.* : Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1562–1567, 1998.
- [28] Th. A. MUELLER : *Expérience Double Chooz : simulation des spectres antineutrinos issus de réacteurs*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud, 2010.
- [29] Y. ASHIE *et al.* : A Measurement of Atmospheric Neutrino Oscillation Parameters by Super-Kamiokande I. *Phys. Rev.*, D71, 2005.
- [30] 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.
- [31] 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.
- [32] C. GIUNTU et C. W. KIM : *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. Oxford University Press, 2007.
- [33] E. MAJORANA : Theory of the Symmetry of Electrons and Positrons. *Nuovo Cim.*, 14:171–184, 1937.
- [34] C. COHEN-TANNOUDJI, B. DIU et F. LALOË : *Mécanique quantique*. Hermann, éditeurs des sciences et des arts, 2nd édition, 1973.
- [35] L. WOLFENSTEIN : Neutrino oscillations in matter. *Phys. Rev.*, D17:2369–2374, 1978.
- [36] S. ABE *et al.* : Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND. *Phys. Rev. Lett.*, 100, 2008.
- [37] K. ABE *et al.* : Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam. *Phys. Rev. Lett.*, 107:041801, 2011.
- [38] Y. ABE *et al.* : Indication for the disappearance of reactor electron antineutrinos in the Double Chooz experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 108:131801, 2012.
- [39] Y. ABE *et al.* : Reactor electron antineutrino disappearance in the Double Chooz experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 2012. to be published.
- [40] F. P. AN *et al.* : Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay. *Phys. Rev. Lett.*, 108:171803, 2012.

-
- [41] J. K. AHN *et al.* : Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 108:191802, 2012.
- [42] C. GIUNTI : Phenomenology of absolute neutrino masses. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 145:231–236, 2005.
- [43] S. FISCHER : Status of the KATRIN experiment. *PoS*, EPS-HEP2011:097, 2011.
- [44] K. N. ABAZAJIAN *et al.* : *Light Sterile Neutrinos : A White Paper*. Virginia Tech, 2012.
- [45] C. GIUNTI : Status of sterile neutrinos. *In Proceedings of NOW-2012*. To be published in *Nucl. Phys. B-PS.*, 2012. available at <http://www.ba.infn.it/~now/now2012/web-content/index.html>.
- [46] Th. A. MUELLER *et al.* : Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra. *Phys. Rev.*, C83:054615, 2011.
- [47] J. N. ABDURASHITOV *et al.* : Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. *Phys. Rev.*, C60, 1999.
- [48] PLANCK COLLABORATION : The Scientific programme of Planck. 2006.
- [49] V. KOPEIKIN, L. MIKAELYAN et V. SINEV : Reactor as a source of antineutrinos : Thermal fission energy. *Phys. Atom. Nucl.*, 67:1892–1899, 2004.
- [50] WIKIMEDIA FOUNDATION : Wikipedia. <http://www.en.wikipedia.org>.
- [51] BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY : National nuclear data center. <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [52] C. de la VAISSIÈRE : laradioactivite.com. IN2P3 / EDP Sciences. <http://www.laradioactivite.com>.
- [53] MCCLELLAN NUCLEAR RESEARCH CENTER, UNIVERSITY OF CALIFORNIA, DAVIS : Neutron Irradiation. <http://mnrc.ucdavis.edu/irradiation.html>.
- [54] YOUNG, CHADWICK, TALOU, MADLAND et LEAL : ENDF/B-VII.0, MAT 9228, 9237. (ORNL, LANL+) National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory. <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [55] IAEA-CRP&NEA-WPEC(SG7)&CSEWG : ENDF/B-VII.0, MAT 9228, 9237. (IAIEA) National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory. <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [56] FRAMATOME.
- [57] C. PAUQUET : La médiathèque EDF.
- [58] OECD NUCLEAR ENERGY AGENCY : Gen IV International Forum. <http://www.gen-4.org/>.
- [59] M. F. JAMES : The useful energy released in the fission of ^{232}Th , ^{233}U , ^{234}U , ^{236}U , ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{240}Pu and ^{242}Pu . *Journal of Nuclear Energy*, 25(10):513 – 523, 1971.
- [60] P. HUBER et T. SCHWETZ : Precision spectroscopy with reactor anti-neutrinos. *Phys. Rev.*, D70:053011, 2004.
- [61] 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.

- [62] F. VON FEILITZSCH, A. A. HAHN et 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.
- [63] 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.
- [64] A. A. HAHN *et al.* : Antineutrino spectra from Pu-241 and Pu-239 thermal neutron fission products. *Phys. Lett.*, B218:365–368, 1989.
- [65] D. LHULLIER : Reactor flux calculations. In *Proceedings of Neutrino-2012*. To be published in Nucl. Phys. B-PS., 2012. Available at <http://neu2012.kek.jp/>.
- [66] P. HUBER : On the determination of anti-neutrino spectra from nuclear reactors. *Phys. Rev.*, C84:024617, 2011.
- [67] A. THOMPSON et B. N. TAYLOR : The nist guide for the use of the international system of units. <http://www.nist.gov/pml/pubs/sp811/index.cfm>.
- [68] C. SUBLETTE : The nuclear weapon archive. <http://www.nuclearweaponarchive.org>.
- [69] C.I.S.A. CONTROL et N.R. COUNCIL : *Monitoring Nuclear Weapons and Nuclear-Explosive Materials : An Assessment of Methods and Capabilities*. National Academies Press, 2005.
- [70] UNITED NATIONS OFFICE FOR DISARMAMENTS AFFAIRS : Treaty on the non-proliferation of nuclear weapons. <http://disarmament.un.org/treaties/t/npt>.
- [71] N. S. BOWDEN *et al.* : Experimental results from an antineutrino detector for cooperative monitoring of nuclear reactors. *Nucl. Instrum. Meth.*, A572:985–998, 2007.
- [72] DIRECTION DE L'ÉNERGIE NUCLÉAIRE (DEN), DIRECTION DÉLÉGUÉE AUX AFFAIRES NUCLÉAIRES DE SACLAY (DANS), DÉPARTEMENT DES RÉACTEURS ET SERVICES NUCLÉAIRES (DRSN) : Le réacteur osiris. Les éditions stratégiques. http://nucleaire cea.fr/fr/publications/pdf/osiris_plaquette_FR.pdf.
- [73] J. PELZER : Démarrage de l'expérience Nucifer, un détecteur d'antineutrinos miniature placé à 7 mètres du cœur du réacteur OSIRIS. Rapport de stage, École polytechnique, 2012.
- [74] P. DURANDE-AYME : Irradiation of materials and fuels in OSIRIS. Joint Meeting of the National Organization of Test, Research, and Training Reactors (TRTR) and the International Group on Research Reactors (IGORR), 2005. <http://www.ncnr.nist.gov/trtr2005/Proceedings/Durande-Ayme%20-%20Material%20&%20Fuel%20Testing%20OSIRIS.pdf>.
- [75] IRFU/SPhN et IRFU/LENAC. *Dossier Étude de sureté de l'implantation de Nucifer à Osiris*, 05 2011. Rapport de sûreté Nucifer.
- [76] IRFU/SPhN et IRFU/LENAC. *Dossier CLS Nucifer à Osiris*, 05 2011. Rapport de sécurité Nucifer.
- [77] P. VOGEL et J. F. BEACOM : The angular distribution of the neutron inverse beta decay, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. *Phys. Rev.*, D60, 1999.
- [78] S. G. KARSHENBOIM : Precision study of positronium : Testing bound state QED theory. *Int. J. Mod. Phys.*, A19:3879–3896, 2004.
- [79] D. FRANCO, G. CONSOLATI et D. TREZZI : Positronium signature in organic liquid scintillators for neutrino experiments. *Phys. Rev.*, C83(1):015504, jan 2011.

-
- [80] ROCHMAN, MUGHABGHAB, LEAL, KAWANO *et al.* : ENDF/B-VII.0, MAT 6425, 6428, 6431, 6434, 6437, 6440, 6443, 6449. (BNL, ORNL+) National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory. <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [81] C. DIEUDONNE : Étude de liquides scintillants pour la détection de neutrinos et la rejection de bruits de fond. Rapport de stage, Université Paris Diderot, 2009.
- [82] A. PORTA et D. LHUILLIER : *Mesure de bruit de fond à Osiris*. IRFU/SPhN. Rapport technique Nucifer.
- [83] R. GRANELLI : Compte rendu métrologie cuve, décembre 2010.
- [84] HAMAMATSU PHOTONICS, K. K. : Hamamatsu, photon is our business. <http://www.hamamatsu.com/>.
- [85] H. KWON *et al.* : Search for neutrino oscillations at a fission reactor. *Phys. Rev.*, D24:1097–1111, 1981.
- [86] A. HOUMMADA *et al.* : Neutrino oscillations I.L.L experiment reanalysis. *Applied Radiation and Isotopes*, 46(6/7):449–450, 1995.
- [87] CAEN S.P.A. : Tools for discovery - electronic instrumentation. <http://www.caen.it/csite/HomePage.jsp>.
- [88] WIENER PLEIN & BAUS GMBH : Elektronik. <http://www.wiener-d.com/>.
- [89] P. BOURGEOIS, M. KAROLAK et J.-P. MOULY : *The light generator crate of the DIRC calibration system*, March 1999. BaBar DIRC NOTE # 118.
- [90] MINI-CIRCUITS : RF/IF & Microwave Components DC to 40 GHz. <http://217.34.103.131/homepage/homepage.html>.
- [91] R. BRUN, F. RADEMAKERS *et al.* : ROOT | A Data Analysis Framework. <http://root.cern.ch/drupal/>.
- [92] NUCLEAR ENERGY AGENCY : MURE, MCNP Utility for Reactor Evolution : couples Monte-Carlo transport with fuel burnup calculations, 2009. <http://www.oecd-nea.org/tools/abstract/detail/nea-1845>.
- [93] O. MEPLAN *et al.* : MURE : MCNP Utility for Reactor Evolution - Description of the methods, first applications and results. *In European Nuclear Conference 2005*, 2005. Nuclear Power for the XXIst Century : From basic research to high-tech industry.
- [94] (Ed.) BRIESMEISTER, Judith F. : MCNP : A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. 1993.
- [95] NUCLEAR ENERGY AGENCY : Tripoli-4.3.3 and 4.4, coupled neutron, photon, electron, positron 3-d, time dependent monte-carlo, transport calculation, 2009. <http://www.oecd-nea.org/tools/abstract/detail/NEA-1716/>.
- [96] Q. HERBAUT : Étude de la précision du détecteur Nucifer. Peut-il déceler une oscillation en neutrino stérile? Rapport de stage, École Nationale Supérieure des Techniques Avancées, 2012.
- [97] A. AFANACIEV *et al.* : Geant4 : A toolkit for the simulation of the passage of particles through matter. <http://geant4.cern.ch/>.
- [98] G. BOIREAU : NEUTRINO detection - NUCIFER : Commissioning phase. Rapport de stage, Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires, 2012.

- [99] G. AUDI, A. H. WAPSTRA et C. THIBAULT : The Ame2003 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references. *Nucl. Phys.*, A729:337–676, 2002. <http://www.nndc.bnl.gov/qcalc/>.
- [100] S. F. MUGHABGHAB : *Atlas of Neutron Resonances*. Elsevier, 5th édition, 2006.
- [101] ELJEN TECHNOLOGY : <http://www.eljentechnology.com/>.
- [102] X. JOUBERT : Etude des Caractéristiques d'un Liquide Scintillant dopé au Gadolinium et Développement d'un code d'Interpolation FIASCO. Rapport de stage, École Nationale Supérieure d'Ingénieur de Caen, 2009.
- [103] Y. DING, J. LIU, Z. WANG, Z. ZHANG, P. ZHOU *et al.* : A new gadolinium-loaded liquid scintillator for reactor neutrino detection. *Nucl. Instrum. Meth.*, A584:238–243, 2008.
- [104] J. K. SHULTIS et R. E. FAW : *Fundamentals of Nuclear Science and Engineering*. Marcel Dekker, Inc., 2002. table 6.2.
- [105] J. ARANCIBIA NUESCH : Premières données du détecteur Nucifer. Rapport de stage, École polytechnique, 2010.
- [106] N. BOISSET : Étalonnage par le radon du détecteur Nucifer : simulation et analyse de données. Rapport de stage, École polytechnique, 2010.
- [107] C. JOSSE : Applications des neutrinos à la non-prolifération : mesure du flux de neutrinos du réacteur de recherche Osiris avec le détecteur Nucifer. Rapport de stage, École Nationale Supérieure d'Ingénieur de Caen, 2011.
- [108] P. A. VETTER et S. J. FREEDMAN : Branching-ratio measurements of multiphoton decays of positronium. *Phys. Rev. A*, 66:052505, Nov 2002.
- [109] D. MOTTA : *Feasibility Analysis and Prototype Measurements of a Novel Approach for the Real-Time Spectroscopy of Low Energy Solar Neutrinos*. Thèse de doctorat, Combined Faculties for the Natural Sciences and for the Mathematics of the Ruperto-Carola University of Heidelberg, Germany, 2004.
- [110] V. FISCHER : Study of the mixing of the beta-decay emitted electronic antineutrinos. Rapport de stage, Master 2 Nuclei, Particles, Astroparticles and Cosmology, 2012.
- [111] AMETEK, INC. : Ortec. <http://www.ortec-online.com/>.
- [112] M. FECHNER, C. HENSON, J. GAFFIOT *et al.* : A large HPGe detector for the non-destructive radioassay of an ultra-low-background counting facility. *Applied Radiation and Isotopes*, 69(7):1033 – 1038, Jul 2011.

Annexe A

Acronymes

- SPhN : Service de Physique Nucléaire, un des services de physique de l'IRFU
SPP : Service de Physique des Particules, un des services de physique de l'IRFU
Subatech : Laboratoire de physique subatomique et des technologies de Nantes, affilié au CNRS à travers l'IN2P3
MPIK : Max Planck Institut für Kernphysik d'Heidelberg
SERMA : Service d'Étude des Réacteurs et de Mathématiques Appliquées de la DEN
SEDI : Services d'Électronique, de Détection et d'Instrumentation, un des services techniques de l'IRFU
SIS : Service d'Ingénierie des Systèmes, un des services techniques de l'IRFU
LENAC : Laboratoire d'Expertises Nucléaires en Assainissement et Conception du SPhN
IRFU : Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers de la DSM
DSM : Direction des Sciences de la Matière du CEA
CEA : Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives, un EPIC
EPIC : Établissement Public à caractère Industriel et Commercial
DAM : Direction des Applications Militaires du CEA
DEN : Direction de l'Énergie Nucléaire du CEA
IN2P3 : Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules
CNRS : Centre National pour la Recherche Scientifique
ALS : Accélérateur Linéaire de Saclay, un accélérateur souterrain aujourd'hui démantelé dont Nucifer a occupé le Hall d'Expérimentation 2 (HE2) de 2009 à 2011.

Annexe B

Synthèse non conventionnelle de combustible militaire

Les réacteurs à neutrons rapides reposent généralement sur un combustible très enrichi en ^{239}Pu (environ 20 %), et cherchent à capturer les neutrons rapides pour atteindre au moins l'isogénération du ^{239}Pu . Dans plusieurs concepts, il est nécessaire de placer des couvertures d'uranium appauvri autour du cœur pour capter les fuites neutroniques et atteindre l'isogénération. Dans ce cas, il faut extraire le plutonium des couvertures avant de le réintégrer dans le combustible, un procédé tout indiqué pour les besoins militaires. Une fois de plus, la qualité du plutonium peut être ajustée par le temps d'exposition de la couverture, ce qui permet d'envisager l'utilisation de ces réacteurs dans le cadre d'un programme militaire. Les réacteurs rapides étant nettement plus complexes que les réacteurs thermiques (contraintes sur les matériaux plus élevées d'un ordre de grandeur par exemple), le coût du plutonium serait nettement plus élevé. Cette méthode n'a jamais été envisagée et a peu de chances de l'être à moins d'imaginer la livraison clé en main d'un réacteur rapide à un État totalement dépourvu d'expérience dans l'industrie nucléaire qui se lancerait ensuite dans la prolifération au mépris de ses engagements.

Ce panorama se complique encore avec l'arrivée récente de sources de neutrons intenses basées sur la spallation de protons. La prochaine génération de source neutrons par spallation devrait même dépasser le flux des réacteurs. A priori, ces installations ne produisent pas de plutonium, mais rien n'empêche sur le papier de placer de l'uranium dans leur flux. Ces installations extrêmement complexes (nettement plus qu'un réacteur) sont pour l'instant réservées à la recherche à travers des collaborations internationales, et seuls quelques États ou groupe d'États possédant la technologie nécessaire sont capables de les mettre en œuvre (États-Unis, Union Européenne, Japon). L'utilisation de ces sources pour la synthèse du plutonium n'est donc pas d'actualité mais ne peut pas être théoriquement exclue.

Enfin, on peut évoquer la filière thorium, qui repose intrinsèquement sur la production d'uranium 233 puisque le thorium 232 n'est que fertile. Comme dans toute filière où un fissile est créé et potentiellement séparé du combustible, une utilisation détournée des procédés est possible. Une fois de plus, cette filière reste futuriste et plus complexe à mettre en œuvre qu'un réacteur à uranium naturel.

Il existe donc théoriquement d'autres voies de synthèses de combustibles nucléaires militaires, mais toutes présentent le désavantage d'une complexité (et donc d'un coût) bien supérieure à la voie directe du plutonium qui les disqualifient d'office comme choix de dé-

veloppement d'une filière militaire. Il reste possible d'imaginer qu'une filière civile en place soit brutalement détournée vers la prolifération, auquel cas ces voies non conventionnelles pourraient être impliquées.

Annexe C

Compteur germanium

La principale difficulté d'une expérience comme Nucifer étant la maîtrise des bruits de fond, l'activité de tous les matériaux qui rentrent dans la construction du détecteur doit être mesurée et sa contribution au taux de bruit de fond accidentel évaluée. Nucifer devant opérer dans un environnement difficile avec une ambiance gamma élevée, les contraintes sur les matériaux ne sont pas très strictes comparées aux expériences bas bruit de fond actuelles (neutrino comme Double Chooz ou Borexino, recherche de matière noire comme Edelweiss...), et les contraintes sur la radiopureté ne requièrent pas la plus haute sensibilité possible.

L'instrument utilisé est un détecteur germanium haute pureté (ou HPGe), le plus sensible des détecteurs du fait d'une excellente résolution en énergie et donc le plus indiqué pour la radiopureté. Il a été construit par la société Ortec [111] (figure C.5). Il a été acheté par le groupe neutrino de l'université de Davis (Californie, USA) dans le cadre de l'expérience Double Chooz, et installé à Saclay pour être au plus proche du détecteur et des échantillons. Nucifer a pu l'utiliser pour ses propres matériaux. Le détecteur, son blindage, son acquisition et son veto muon sont arrivés à Saclay en même temps. Une tente propre, visible figure C.1, chapeaute le blindage et le veto muon. Afin de diminuer les bruits de fond d'origine cosmique, le tout a été placé dans un souterrain, le hall expérimental 2 (HE2) désaffecté de l'ancien Accélérateur Linéaire de Saclay (ALS). Cette installation nous permet une mesure rapide et précise de l'activité des échantillons avec une très bonne sensibilité, sans atteindre les performances des meilleurs détecteurs germanium.

En plus de participer aux opérations du détecteur (mesures d'échantillons, remplissage périodique à l'azote liquide), j'ai travaillé avec Maximilien Fechner (responsable du détecteur à Saclay) et Thomas Mueller (responsable de la radiopureté du tampon de Double Chooz) à la lutte contre les bruits de fond, qui là aussi limitent la sensibilité. J'ai participé à deux axes principaux : la lutte contre le radon et la mise en service du veto muon.

Le radon est un gaz rare lourd et instable, présent dans la chaîne de désintégration de ^{238}U et du ^{232}Th (figure C.4). Ces deux éléments sont présents naturellement dans les roches, à hauteur de la partie par million. Le radon étant un gaz, il peut sortir des roches et diffuser dans l'atmosphère. Dans un souterrain comme HE2, le radon a tendance à s'accumuler, et donc à répandre la radioactivité de sa propre chaîne de désintégration. Pour l'empêcher de s'infiltrer dans le blindage jusqu'au plus près du détecteur, nous avons étanchéifié le blindage et mis en place une circulation d'azote permanente. De plus, nous avons à partir de ce moment là cherché à minimiser le temps d'ouverture du blindage. Les résultats sont visibles sur la figure C.3 et montrent bien les gains réalisés.



FIGURE C.1 – Le HPGe installé dans son blindage sous la tente propre. L'électronique visible au premier plan est celle du veto muon. Les mesures de propreté avec charlotte et blouse ont été abandonnées par la suite.

Le veto muon est constitué de 5 grandes plaques de plastique scintillant, chacune dotée de 2 photomultiplicateurs. Le veto muon devait couvrir le dessus et les 4 cotés latéraux du blindage. En détectant les muons passant à proximité du détecteur, on cherche à repérer les gerbes cosmiques qui s'abattent continuellement, pour stopper l'acquisition pendant le passage de la gerbe. Un bon indicateur est le pic à 511 keV dans le détecteur. En effet, ce pic signe une annihilation de positon, et il n'y pas de radioactivité naturelle β^+ . Ce positon est donc d'origine cosmique. Vu le temps de vie dans la matière du positon et la pénétration d'un gamma de 511 keV ou d'un positon dans les 10 cm de plomb du blindage, le positon doit être produit à l'intérieur du blindage pour que la détection de son annihilation soit possible, par interaction ou décroissance d'une particule cosmique. Si les gerbes cosmiques sont bien repérées et l'acquisition stoppée, le taux de comptage dans le pic à 511 keV doit s'écrouler.

Nous avons d'abord travaillé sur les plaques de veto, pour conclure que leur efficacité est limitée. Nous avons donc pris la décision d'abandonner les plaques latérales pour mettre deux plaques en sens inverse sur le dessus du détecteur. Ensuite, nous avons redessiné l'électronique en conséquence : le déclenchement est décidé par un OU logique sur les 4 photomultiplicateurs en service (2 par plaques, 2 plaques sur le dessus). Le dernier point fut la mise en temps du veto avec l'électronique d'acquisition. Comme il est impossible de visualiser à l'oscilloscope le signal

HPGe et le signal veto, nous avons dû tâtonner avec l'émulateur d'oscilloscope disponible avec le programme d'acquisition. Le retard nécessaire s'est révélé être d'environ 30 μ s, que nous avons réalisé avec une bascule entre deux générateurs de portes programmables. La figure C.3 montre le pic à 511 keV divisé par 4 pendant la période considérée.

Nous avons finalement atteint une bonne maîtrise de notre détecteur, avec des bruits de fond diminués d'un facteur 20 et une efficacité maîtrisée à 2% (figure C.2), notamment grâce au travail d'analyse et de simulation de Maximilien Fechner. Ce travail a donné lieu à une publication [112].

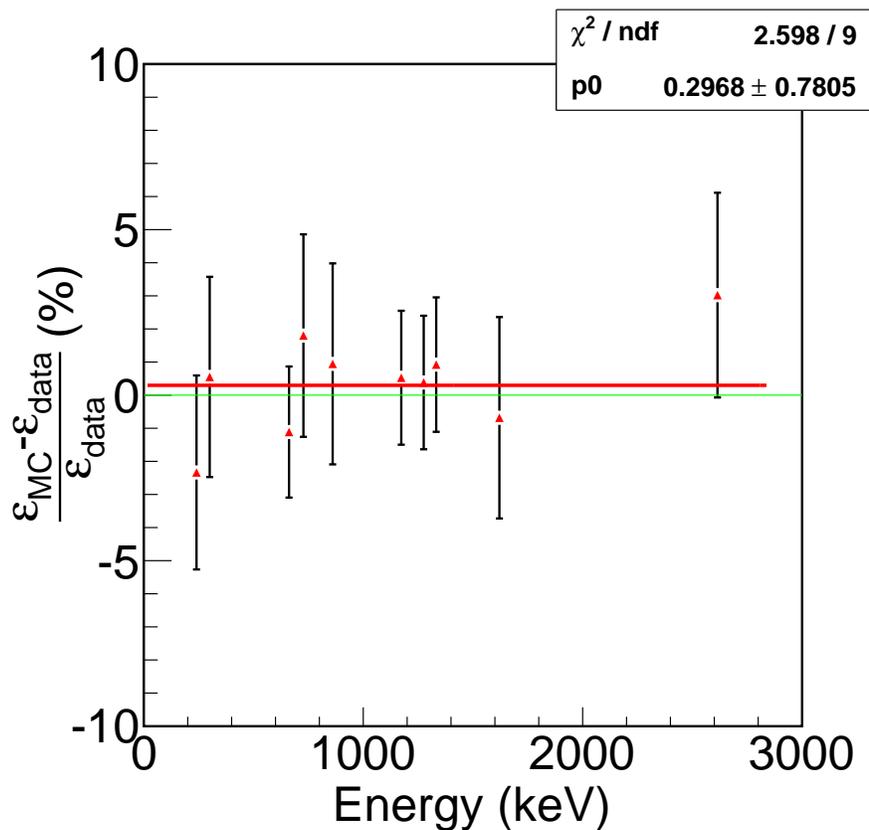


FIGURE C.2 – **Ajustement final de l'efficacité du HPGe.** Un très bon accord est trouvé, avec un léger décalage de 2%.

Au final, tous les échantillons testés pour Nucifer se sont révélés négatifs sauf des barreaux de soudure, très riches en potassium. Par la suite, il est apparu que seule la gaine des barreaux était riche en potassium, et que cette gaine était finalement retirée à la fin du processus de soudure. Les barreaux ont donc pu être utilisés.

L'électronique du détecteur est tombée en panne à l'été 2011, et le détecteur a dû être renvoyé aux États-Unis. Quand le détecteur est revenu, j'ai participé à sa remise en service, Maximilien Fechner étant parti, et Antoine Collin a repris la direction des opérations.

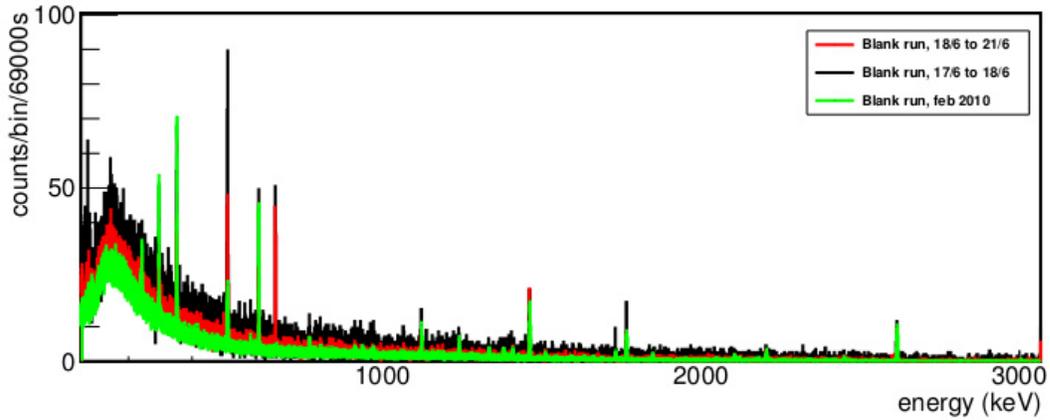


FIGURE C.3 – Bruits de fond dans le HPGe. Le travail sur le radon est visible par la diminution globale du fond, et le travail sur le veto muon par la diminution du pic à 511 keV d’annihilation des positons.

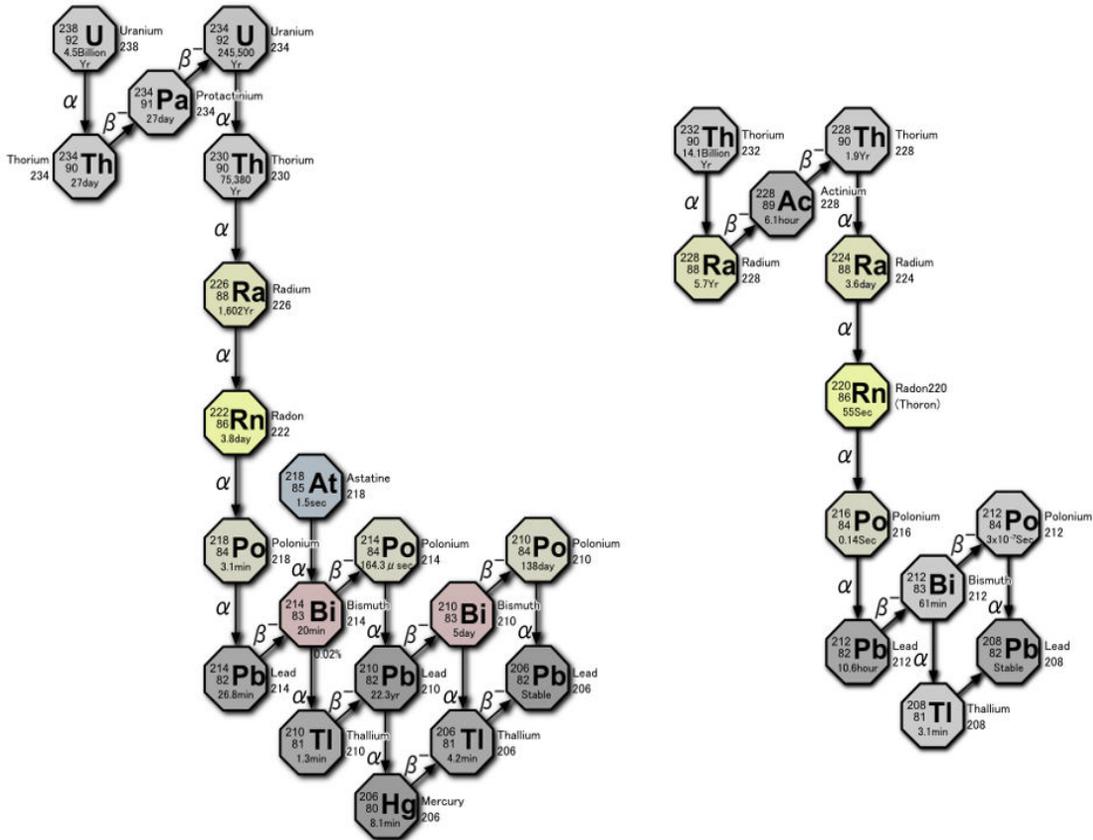
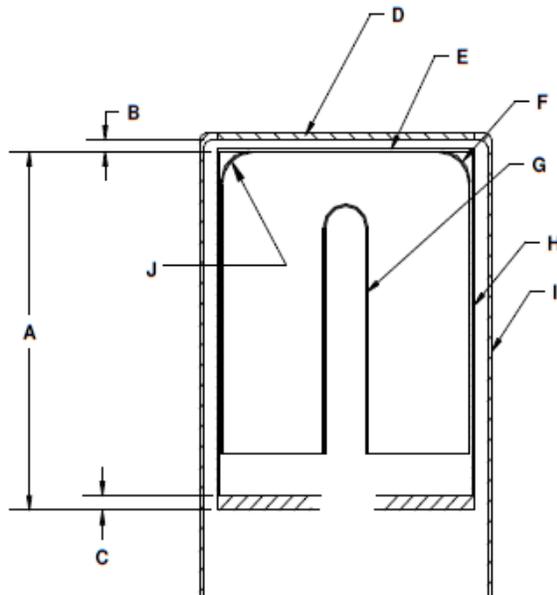


FIGURE C.4 – Chaîne de désintégration du thorium 232 et de l’uranium 238. Ces 2 isotopes sont les principaux contributeurs au bruit de fond. Le radon en jaune provient des 2 chaînes [50].

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 C.5 – Plan du HPGe utilisé pour la radiopureté de Nucifer [111].

Annexe D

Schéma additionnels

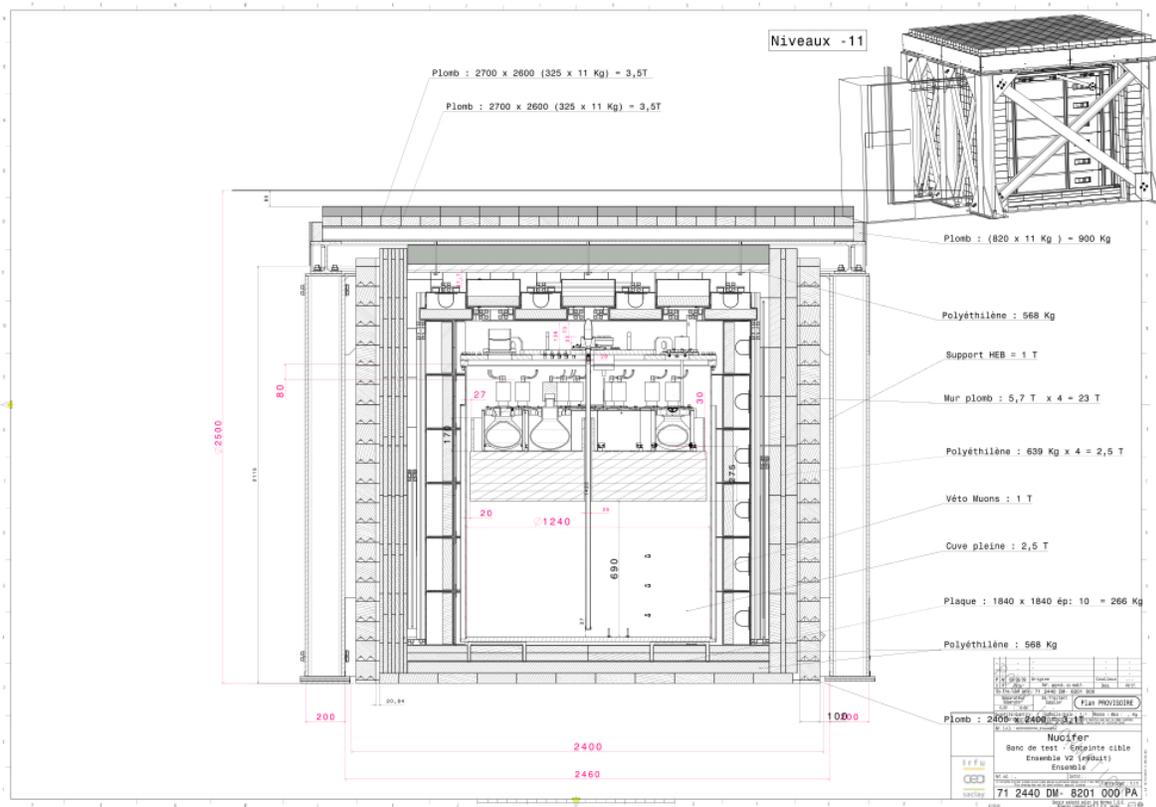


FIGURE D.1 – Plan de Nucifer.

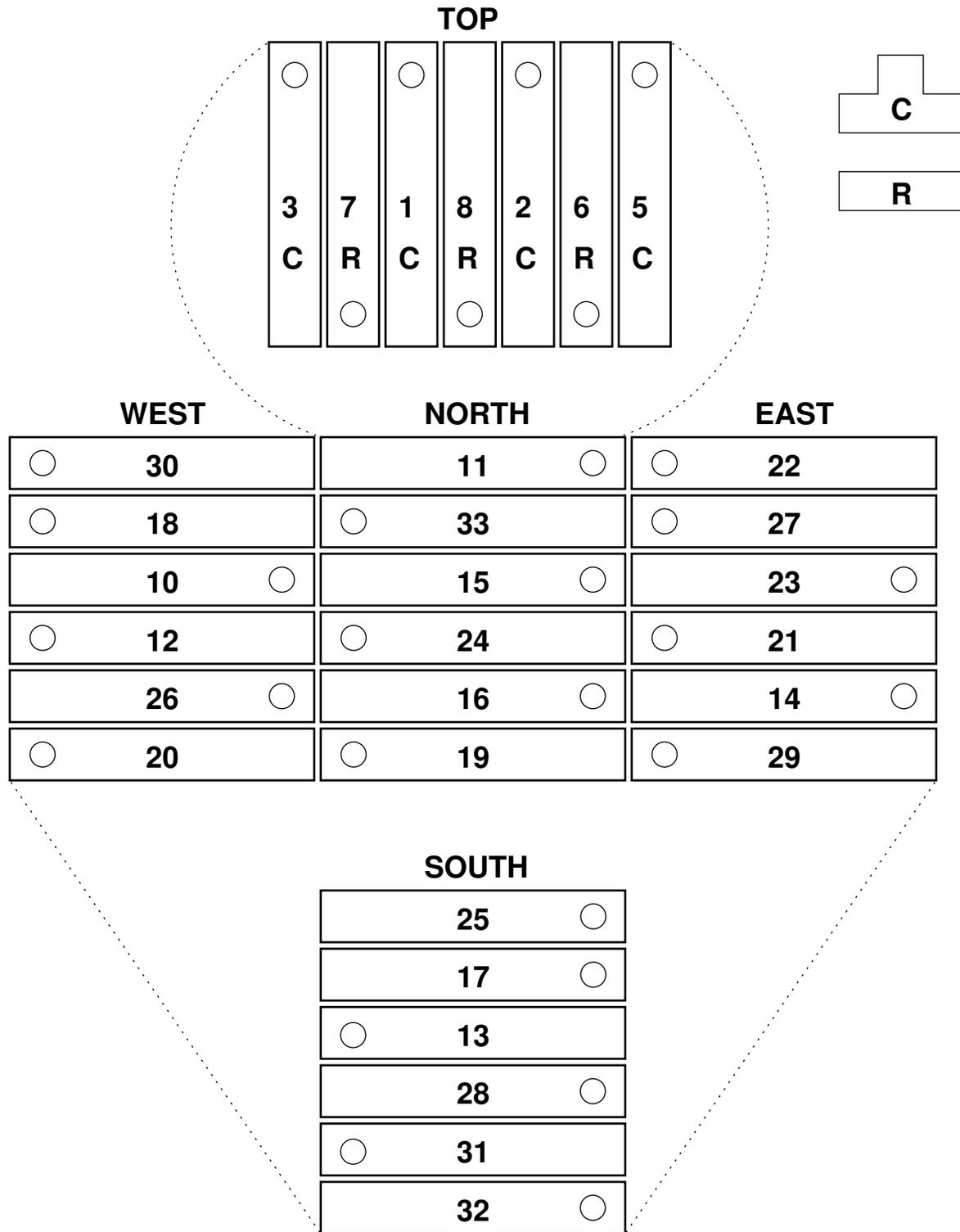


FIGURE D.2 – Modules du veto muon

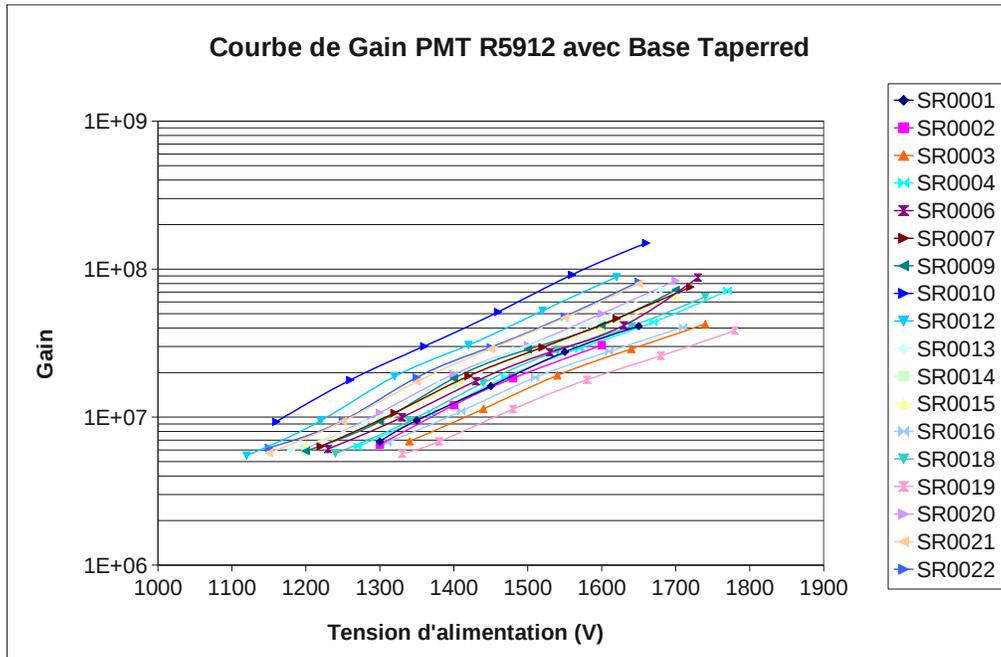


FIGURE D.5 – Courbes d'étalonnage des 18 PM de Nucifer. 2 d'entre eux sont en réserve.

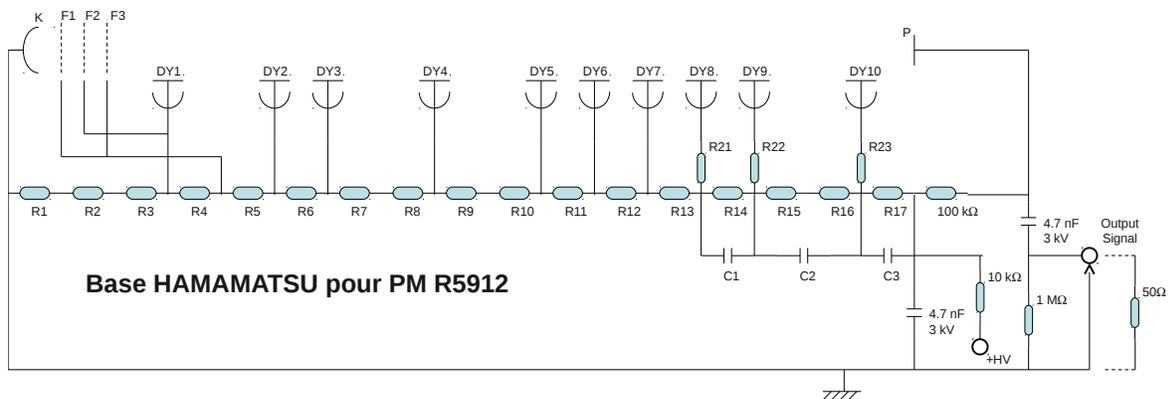


FIGURE D.6 – Schéma électronique des bases des PM Nucifer [84]. Les valeurs des résistances déterminent une grande part du comportement des PM. Les résistances R21, R22 et R23 sont cruciales pour éviter l'oscillation de la queue de l'impulsion (voir section 3.3.3).

Annexe E

Mesure du temps de décroissance des liquides scintillants

E.1 Modélisation de la décroissance

La caractérisation de la PSD peut aussi passer par la mesure de la décroissance des impulsions issues des PM. L'obtention des différentes composantes de la décroissance, caractéristiques du liquide scintillant, permet notamment d'inclure la PSD dans la simulation GEANT4. Sans chercher à modéliser le comportement microscopique des molécules scintillantes, on considère que la probabilité d'émission $\mathcal{P}(t)$ d'un photon à l'instant t après un dépôt d'énergie suit une somme d'exponentielles, chacune d'entre elle correspondant à un ou des niveaux d'énergie de période donnée :

$$\forall t \in \mathbb{R}^+, \quad \mathcal{P}(t) = \sum_{i=1}^N \frac{\alpha_i}{\tau_i} \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_i}\right) \quad (\text{E.1})$$

avec t le temps, t_0 l'instant du dépôt d'énergie, τ_i la période de la composante i , N le nombre de composantes et α_i l'intensité de la composante i . On a bien sûr :

$$\sum_{i=1}^N \alpha_i = 1 \quad (\text{E.2})$$

ce qui laisse $N(N-1)$ paramètres libres. Cette modélisation étant purement phénoménologique, le nombre N de composantes est choisi en fonction du liquide, de la statistique obtenue et de la précision souhaitée. Souvent 2 composantes ne suffisent pas, et 4 demandent une bonne statistique dans la queue de distribution aux temps longs.

La fonction d'ajustement à N composantes convoluée par une gaussienne asymétrique est :

$$\forall t \in \mathbb{R}, j \in \{1,2\}, \quad f(t) = K + \mathcal{N} \exp\left(\frac{-(t-t_0)^2}{2\sigma_j^2}\right) * u(t-t_0) \sum_{i=1}^N \alpha_i \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_i}\right) \quad (\text{E.3})$$

$$\text{avec } \sigma_j = \begin{cases} \sigma_1 & \text{si } t < t_0 \\ \sigma_2 & \text{sinon} \end{cases} \quad \text{et } \sum_{i=1}^N \alpha_i = 1 \quad (\text{E.4})$$

qui peut se développer en :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{si } t < t_0, \quad f(t) = K + \mathcal{N} \sum_{i=1}^N \frac{\alpha_i}{\tau_i} \frac{\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2} \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_i}\right) \operatorname{erfc}\left(-\frac{t-t_0}{\sqrt{2}\sigma_1} + \frac{\sigma_1}{\sqrt{2}\tau_i}\right) \\ \text{sinon,} \quad f(t) = K + \mathcal{N} \sum_{i=1}^N \frac{\alpha_i}{\tau_i} \frac{1}{\sigma_1 + \sigma_2} \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_i}\right) \\ \quad \times \left[\sigma_1 \operatorname{erfc}\left(\frac{\sigma_1}{\sqrt{2}\tau_i}\right) - \sigma_2 \operatorname{erfc}\left(\frac{\sigma_2}{\sqrt{2}\tau_i}\right) + \sigma_2 \operatorname{erfc}\left(-\frac{t-t_0}{\sqrt{2}\sigma_2} + \frac{\sigma_2}{\sqrt{2}\tau_i}\right) \right] \end{array} \right.$$

E.2 Principe de l'expérience

Le but de l'expérience est d'obtenir la distribution de probabilité d'émission d'un photon après un dépôt d'énergie. Pour cela, on excite un liquide scintillant avec une source radioactive, dans notre cas de ^{60}Co . Un premier PM est chargé de fournir l'instant t_0 d'interaction d'un gamma avec le liquide. Toute la difficulté expérimentale réside ensuite dans la capacité à mesurer un unique photon de la décroissance du liquide avec un second PM pour échantillonner la distribution de probabilité. Le premier PM (PM start sur la figure E.1) doit voir un maximum de lumière pour donner une référence en temps précise, il est donc couplé à la cellule de liquide. Le second (PM stop sur la figure E.1) ne devrait jamais voir plus d'un seul photon, il est donc placé sous un cache ne laissant pratiquement pas passer la lumière. L'acquisition est ensuite déclenchée sur la coïncidence de ces deux PM.

La contamination de la mesure en événements à plus d'un photon dans le second PM doit être la plus faible possible, sous peine de biaiser la distribution de probabilité en faveur des temps courts. Comme la probabilité de détecter un photon par un PM suit une statistique poissonnienne, la probabilité de détecter un unique photon doit être de l'ordre de la contamination. Typiquement, l'expérience est ajustée pour que le second PM ne voie un photon que dans quelques pourcents des événements. Le bruit de fond provient alors majoritairement des coïncidences fortuites. Pour le minimiser, le second PM doit présenter un taux de photoélectrons spontanés le plus faible possible. Il faut donc utiliser un PM spécifique, compact et avec un étagement des hautes tensions sur les dinodes dédié. Une étude plus détaillée des conditions nécessaires à l'expérience peut être trouvée dans la thèse de Dario Motta [109].

E.3 Réalisation de l'expérience

Pour réaliser cette mesure, j'ai utilisé un autre banc de mesure (voir figure E.1). La cellule de liquide est encadrée par 2 PM (modèle XP4312/B de photonis, opéré à 1700 V), couplés par un disque de silicone. Un PM très bas bruit de fond (modèle R6353P de Hamamatsu avec une base E850-22, opéré à -1250 V) posé au fond de la boîte noire est utilisé pour détecter les photoélectrons seuls. Ce PM est complètement recouvert d'un cache en carton opaque, percé d'un unique trou d'épingle pour ne laisser passer un photon que dans quelques pourcents des événements. L'acquisition est constituée d'une carte MATAcq, déclenchée par un seuil à -50 mV sur le PM start. Après décodage des données, les coïncidences sont cherchées par un premier programme d'analyse, le `reducer`, qui sauvegarde dans un nouveau fichier ROOT uniquement les événements contenant un pic sur chacune des voies et corrige au passage les tensions du piédestal. L'analyse finale consiste ensuite à tracer les écarts en temps entre les

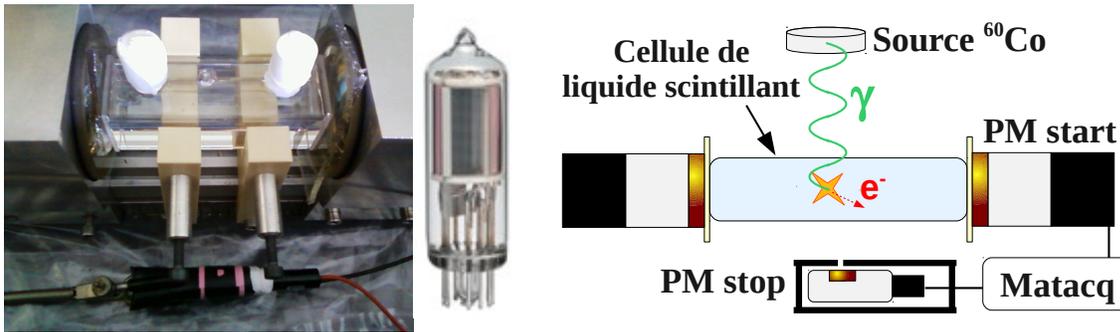


FIGURE E.1 – **Schéma du montage.** La cellule de liquide scintillant est encadrée par 2 PM mais un seul est utilisé. Le PM stop est entouré d'un cache en carton rose, percé d'un seul trou d'épingle (non visible sur la photo) au centre du rond rose. Sans cache, ce PM révèle sa photocathode latérale.

pics sur chacune des voies. Une émulation de CFD numérique est utilisée pour obtenir la meilleure résolution en temps possible.

E.4 Résultats

Si le montage en lui-même est simple à mettre en place, de nombreux réglages sont nécessaires pour atteindre un régime où le taux de double photoélectron est négligeable tout en conservant une statistique acceptable. Les mesures ont eu lieu à l'automne et l'hiver 2011, alors que l'intégration de Nucifer à Osiris commençait, et malheureusement je n'ai eu le temps de ne mesurer que le BC505, et pas les autres liquides. De nouvelles mesures avec le liquide définitif provenant d'Heidelberg sont toutefois prévues à la rentrée 2012.

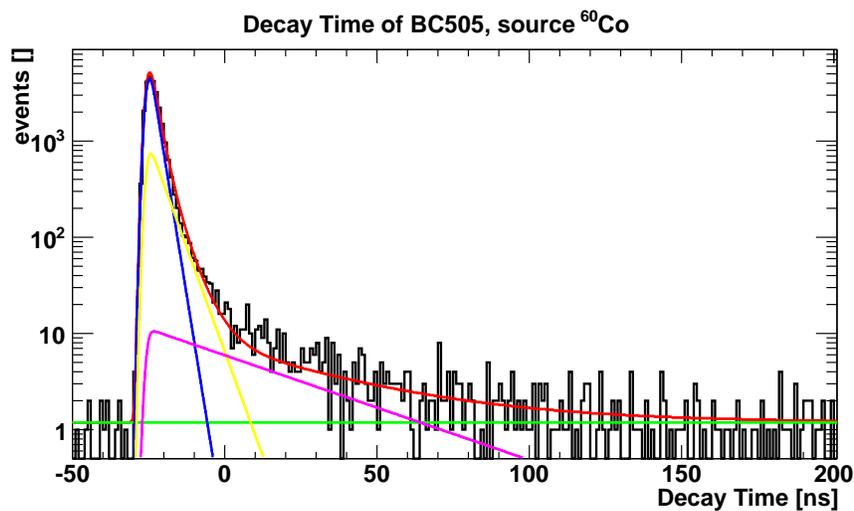


FIGURE E.2 – **Probabilité de décroissance du BC505.**

Ce résultat préliminaire sur le BC505 est présenté figure E.2. On constate que la statistique est limitée et ne permet pas d'atteindre les temps supérieurs à la centaine de nanosecondes, un

ajustement à 3 composantes est donc suffisant. Le bruit de fond accidentel est de l'ordre de un événement par classe de l'histogramme d'une nanoseconde, comme le montre la composante constante K en vert. La somme des 3 exponentielles est convoluée avec une gaussienne pour tenir compte de la résolution en temps de l'expérience. L'instant de départ t_0 est le paramètre libre d'une fonction créneau de Heaviside elle-aussi convoluée par la même gaussienne. La fonction d'ajustement f est donc :

$$f(t) = K + \mathcal{N} \exp\left(\frac{-(t-t_0)^2}{2\sigma^2}\right) * u(t-t_0) \sum_{i=1}^N \frac{\alpha_i}{\tau_i} \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_i}\right) \quad (\text{E.5})$$

$$= K + \mathcal{N} \sum_{i=1}^N \frac{\alpha_i}{2\tau_i} \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_i}\right) \operatorname{erfc}\left(-\frac{t-t_0}{\sqrt{2}\sigma} + \frac{\sigma}{\sqrt{2}\tau_i}\right) \quad (\text{E.6})$$

avec erfc la fonction d'erreur complémentaire

$$\forall t \in \mathbb{R}^+, \quad \operatorname{erfc}(t) = 1 - \operatorname{erf}(t) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^t e^{-x^2} dx = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_t^\infty e^{-x^2} dx \quad (\text{E.7})$$

J'ai également testé l'ajustement sans convolution, qui s'est révélé mauvais et instable, et avec une gaussienne asymétrique, qui s'est révélée non nécessaire.

Le χ^2 par degré de liberté de l'ajustement de la figure E.2 est légèrement inférieur à 1 (447/616). En effet, la queue de distribution est pauvre en statistique et la minimisation a tendance à se rapprocher d'un ajustement à 2 exponentielles. Les paramètres numériques sont présentés dans le tableau E.1 :

paramètre	K	\mathcal{N}	t_0	σ	α_1	α_2	τ_1	τ_2	τ_3
BC505 mesuré	1,2	$1,12 \times 10^4$	-25,7	1,0	0,90	0,099	2,2	5,0	40,0
BC505 Motta				1,4 et 1,9	0,935	0,056	1,96	14,1	87,1

TABLE E.1 – Paramètres de l'ajustement de la courbe de décroissance du BC505.

La valeur de la première composante est en accord avec les valeurs mesurées par Dario Motta dans sa thèse, mais le désaccord croissant sur les suivantes montre que la statistique est trop faible dans la queue de distribution. La méthode est validée mais doit être améliorée pour atteindre la statistique nécessaire à l'obtention des composantes longues.

E.5 Perspectives

Ces résultats montrent que la statistique accumulée ne permet pas de résoudre les composantes lentes recherchées. Il faut donc améliorer l'expérience pour gagner au moins un facteur 10 sur le taux de comptage et obtenir la statistique nécessaire à l'échelle de quelques jours.

Sur le montage, il est possible de rapprocher la source ou d'utiliser une source plus intense pour augmenter directement le nombre d'interactions dans la cellule. L'optimisation du cache et de la position du PM start doivent aussi permettre de se placer dans la configuration limite entre taux de déclenchement et rejet des photoélectrons multiples.

Mais le facteur limitant le taux de comptage peut aussi être la MATAcq. En effet, cette carte a besoin d'environ 10 ms pour numériser et transmettre les données par USB, ce qui

limite le taux de déclenchement à quelques dizaines de hertz. Pour relâcher cette contrainte, il faut d'abord déclencher l'acquisition par une coïncidence entre les deux PM. Ce montage électronique est par contre susceptible de rajouter du bruit électronique et de dégrader la résolution en temps du fait de la faible amplitude du signal du PM start, entre 10 et 20 mV. Pour limiter ce risque, je propose de séparer les signaux en deux avec un dispositif passif, et d'utiliser un amplificateur rapide pour le signal du PM start. La perte d'amplitude du signal du PM stop peut être compensée si nécessaire par une augmentation de la haute tension. Ensuite, deux voies de discriminateur et un module de coïncidence terminent le déclenchement. Les copies des signaux sont dirigées vers la carte MATAQ, et la résolution en temps reste celle de la MATAQ.

Si cette amélioration ne suffit pas, il est possible de lire la MATAQ à travers le châssis VME, ce qui améliore la vitesse de transfert et donc le taux de comptage. Ou alors, il faut changer l'acquisition au profit d'une technologie permettant de plus hauts taux de déclenchement, comme le couple discriminateur à fraction constante et TDC utilisé par Nucifer.

Annexe F

Réaction β inverse

L'objectif est de calculer l'état de sortie de la réaction β inverse. L'indice $\bar{\nu}$ désignera l'antineutrino électronique, l'indice p le proton, l'indice e^+ le positon et l'indice n le neutron. Soit θ l'angle entre la direction incidente et celle du positon, et φ l'angle entre la direction incidente et celle du neutron.

Négligeons d'une part la masse de l'antineutrino et d'autre part la quantité de mouvement du proton, de l'ordre de l'énergie d'agitation thermique $kT \simeq 25$ meV. Avec la relation relativiste entre masse, énergie et quantité de mouvement, il vient :

$$E_{e^+}^2 = p_{e^+}^2 c^2 + m_{e^+}^2 c^4 \quad (\text{F.1})$$

$$E_n^2 = p_n^2 c^2 + m_n^2 c^4 \quad (\text{F.2})$$

$$E_p = m_p c^2 \quad (\text{F.3})$$

$$E_{\bar{\nu}} = p_{\bar{\nu}} c \quad (\text{F.4})$$

La conservation de l'énergie donne alors :

$$E_{\bar{\nu}} + m_p c^2 = E_{e^+} + E_n \quad (\text{F.5})$$

et la conservation de la quantité de mouvement projetée dans le plan contenant les directions du positon et du neutron donne :

$$E_{\bar{\nu}}/c = p_{e^+} \cos \theta + p_n \cos \varphi \quad (\text{F.6a})$$

$$0 = p_{e^+} \sin \theta + p_n \sin \varphi \quad (\text{F.6b})$$

D'où :

$$\varphi = \arcsin \left(-\frac{p_{e^+}}{p_n} \sin \theta \right) \quad (\text{F.7})$$

$$\Rightarrow \cos \varphi = \cos \left(\arcsin \left(-\frac{p_{e^+}}{p_n} \sin \theta \right) \right) = \sqrt{1 - \frac{p_{e^+}^2}{p_n^2} \sin^2 \theta} \quad (\text{F.8})$$

et :

$$E_{\bar{\nu}} = p_{e^+} c \cos \theta + p_n c \sqrt{1 - \frac{p_{e^+}^2}{p_n^2} \sin^2 \theta} \quad (\text{F.9a})$$

$$\Leftrightarrow E_{\bar{\nu}} - p_{e^+} c \cos \theta = \sqrt{p_n^2 c^2 - p_{e^+}^2 c^2 \sin^2 \theta} \quad (\text{F.9b})$$

En passant au carré, il vient :

$$E_{\bar{\nu}}^2 + p_{e^+}^2 c^2 \cos^2 \theta - 2E_{\bar{\nu}} p_{e^+} c \cos \theta = p_n^2 c^2 - p_{e^+}^2 c^2 \sin^2 \theta \quad (\text{F.10a})$$

$$\Leftrightarrow p_n^2 c^2 = E_{\bar{\nu}}^2 + E_{e^+}^2 - m_{e^+}^2 c^4 - 2E_{\bar{\nu}} \cos \theta \sqrt{E_{e^+}^2 - m_{e^+}^2 c^4} \quad (\text{F.10b})$$

On a alors :

$$E_n^2 = (m_p c^2 + E_{\bar{\nu}} - E_{e^+})^2 = m_p^2 c^4 + E_{\bar{\nu}}^2 + E_{e^+}^2 + 2E_{\bar{\nu}} m_p c^2 - 2E_{\bar{\nu}} E_{e^+} - 2E_{e^+} m_p c^2 \quad (\text{F.11a})$$

$$= m_n^2 c^4 + p_n^2 c^2 = m_n^2 c^4 + E_{\bar{\nu}}^2 + E_{e^+}^2 - m_{e^+}^2 c^4 - 2E_{\bar{\nu}} \cos \theta \sqrt{E_{e^+}^2 - m_{e^+}^2 c^4} \quad (\text{F.11b})$$

et en simplifiant et en factorisant par $E_{\bar{\nu}}$:

$$E_{\bar{\nu}} = \frac{1}{2} \frac{2m_p c^2 E_{e^+} + (m_n^2 - m_p^2 - m_e^2) c^4}{m_p c^2 - E_{e^+} + \cos \theta \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2 c^4}} \quad (\text{F.12})$$

Notons $E_M^2 = (m_n^2 - m_p^2 - m_e^2) c^4$. Pour obtenir l'énergie du positon, on reverse l'équation :

$$2E_{\bar{\nu}} \cos \theta \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2 c^4} = 2m_p c^2 E_{e^+} + E_M^2 - 2E_{\bar{\nu}} (m_p c^2 - E_{e^+}) \quad (\text{F.13})$$

et en passant au carré :

$$\begin{aligned} 4E_{\bar{\nu}}^2 \cos^2 \theta (E_{e^+}^2 - m_e^2 c^4) &= 4m_p^2 c^4 E_{e^+}^2 + E_M^4 + 4E_{\bar{\nu}}^2 (m_p c^2 - E_{e^+})^2 \\ + 4m_p c^2 E_{e^+} E_M^2 - 8m_p c^2 E_{e^+} E_{\bar{\nu}} (m_p c^2 - E_{e^+}) - 4E_M^2 E_{\bar{\nu}} (m_p c^2 - E_{e^+}) \end{aligned} \quad (\text{F.14})$$

En développant, on retrouve un polynôme du second ordre en E_{e^+} :

$$\begin{aligned} 4E_{\bar{\nu}}^2 \cos^2 \theta E_{e^+}^2 - 4E_{\bar{\nu}}^2 \cos^2 \theta m_e^2 c^4 - 4m_p^2 c^4 E_{e^+}^2 - E_M^4 - 4E_{\bar{\nu}}^2 m_p^2 c^4 + 8E_{\bar{\nu}}^2 E_{e^+} m_p c^2 - 4E_{\bar{\nu}}^2 E_{e^+}^2 \\ - 4m_p c^2 E_{e^+} E_M^2 + 8m_p^2 c^4 E_{e^+} E_{\bar{\nu}} - 8m_p c^2 E_{e^+}^2 E_{\bar{\nu}} + 4E_M^2 E_{\bar{\nu}} m_p c^2 - 4E_M^2 E_{\bar{\nu}} E_{e^+} = 0 \end{aligned} \quad (\text{F.15})$$

$$\begin{aligned} \Leftrightarrow E_{e^+}^2 (E_{\bar{\nu}}^2 \sin^2 \theta + 2E_{\bar{\nu}} m_p c^2 + m_p^2 c^4) \\ + E_{e^+} (-2E_{\bar{\nu}}^2 m_p c^2 + E_{\bar{\nu}} E_M^2 - 2E_{\bar{\nu}} m_p^2 c^4 + E_M^2 m_p c^2) \\ + (E_{\bar{\nu}}^2 m_e^2 c^4 \cos^2 \theta + E_{\bar{\nu}}^2 m_p^2 c^4 - E_{\bar{\nu}} E_M^2 m_p c^2 + E_M^4/4) = 0 \end{aligned} \quad (\text{F.16})$$

dont le déterminant Δ est :

$$\begin{aligned} \Delta = -4 (E_{\bar{\nu}}^2 \sin^2 \theta + 2E_{\bar{\nu}} m_p c^2 + m_p^2 c^4) (E_{\bar{\nu}}^2 m_e^2 c^4 \cos^2 \theta + E_{\bar{\nu}}^2 m_p^2 c^4 - E_{\bar{\nu}} E_M^2 m_p c^2 + E_M^4/4) \\ + (-2E_{\bar{\nu}}^2 m_p c^2 + E_{\bar{\nu}} E_M^2 - 2E_{\bar{\nu}} m_p^2 c^4 + E_M^2 m_p c^2)^2 \end{aligned} \quad (\text{F.17})$$

soit :

$$\Delta = 4E_{\bar{\nu}}^2 \cos^2 \theta (E_{\bar{\nu}}^2 (m_p^2 c^4 - m_e^2 c^4 \sin^2 \theta) + E_{\bar{\nu}} m_p c^2 (E_M^2 + 2m_e^2 c^4) + E_M^4/4 - m_p^2 m_e^2 c^8) \quad (\text{F.18})$$

Il n'y a de solution(s) réelle(s) que si $\cos^2 \theta \geq 0$ ou si $\Delta' \geq 0$ avec :

$$\Delta' = E_{\bar{\nu}}^2 (m_p^2 c^4 - m_e^2 c^4 \sin^2 \theta) + E_{\bar{\nu}} m_p c^2 (E_M^2 + 2m_e^2 c^4) + E_M^4/4 - m_p^2 m_e^2 c^8 \geq 0 \quad (\text{F.19})$$

En injectant les valeurs numériques, sachant que $E_{\bar{\nu}} > 1,8 \text{ MeV}$, on a toujours $\Delta' > 0$.

Donc si $\theta = \pi/2$, il n'y a qu'une solution :

$$E_{e^+}^0 = \frac{2E_{\bar{\nu}}^2 m_p c^2 - E_{\bar{\nu}} E_M^2 + 2E_{\bar{\nu}} m_p^2 c^4 - E_M^2 m_p c^2}{2E_{\bar{\nu}}^2 + 4E_{\bar{\nu}} m_p c^2 + 2m_p^2 c^4} \quad (\text{F.20})$$

$$= \frac{(E_{\bar{\nu}} + m_p c^2) (2E_{\bar{\nu}} m_p c^2 - E_M^2)}{2(E_{\bar{\nu}} + m_p c^2)^2} = \frac{(2E_{\bar{\nu}} m_p c^2 - E_M^2)}{2(E_{\bar{\nu}} + m_p c^2)} \quad (\text{F.21})$$

et sinon il y a 2 solutions :

$$E_{e^+} = \frac{(E_{\bar{\nu}} + m_p c^2) (2E_{\bar{\nu}} m_p c^2 - E_M^2) \pm \sqrt{\Delta}}{2(E_{\bar{\nu}} + m_p c^2)^2} = E_{e^+}^0 \pm \frac{\sqrt{\Delta}}{2(E_{\bar{\nu}} + m_p c^2)^2} \quad (\text{F.22})$$

Annexe G

Compléments

G.1 Déclenchement des DEL

Les fonctions d'étalonnage automatique sont commandées par l'ordinateur, et les instructions arrivent par le contrôleur et le registre. Chaque DEL est commandée par une voie du registre : quand la voie passe à 1, une porte logique est envoyée d'une part au châssis DEL et de l'autre à l'acquisition. Comme le châssis DEL met plusieurs dizaines de microsecondes à réagir, il faut intercaler une boîte à retard logique active entre le registre et le déclenchement. En effet, il n'est pas possible d'utiliser un retard passif pour de tels retards, il devrait être long de plusieurs kilomètres. Un retard actif détecte l'arrivée d'une porte et en réémet une autre plus tard en mesurant le retard sur une horloge interne, ce qui est adapté pour un signal logique. Les 5 portes DEL vont également dans le TDC pour pouvoir identifier à l'analyse laquelle ou lesquelles des DEL étaient allumées. Le déclenchement aléatoire est directement commandé par une sortie du registre.

G.2 Compléments d'analyse

Format de données

Ce format de données a été initié par Maximilien Fechner à partir de son travail sur Super-Kamiokande et fait largement appel à la bibliothèque ROOT. Les objectifs sont la compacité des données et l'efficacité d'écriture et de lecture, tout en maintenant une compréhension aisée et des possibilités d'évolution. Maximilien a également écrit le `decoder` qui l'accompagne et initié le `firstpass`. J'ai repris ensuite le format de données, le `decoder`, le `firstpass` et écrit l'`analyzer`.

ROOT [91] est avant tout une grande bibliothèque C++ dédiée à l'analyse de données, enrichie d'un interpréteur C++ (appelé CINT) et d'un support avancé des entrées et sorties. Le cœur de ROOT est une hiérarchie de plus de 1200 classes divisées en 19 catégories principales. La classe `TObject` est à la base de presque toute la hiérarchie¹ : elle définit les méthodes et attributs essentiels de tout objet sauvegardable dans un fichier au format ROOT. Ce format de fichier spécifique est binaire, compressé et indexé : il permet à la fois la minimisation de l'espace disque et une grande vitesse de lecture et d'écriture.

1. Mais certaines classes sont indépendantes de la hiérarchie principale.

Un programme chargé de générer un dictionnaire pour toute classe dérivant de `TObject` est fourni avec `ROOT`. Ce dictionnaire, constitué d'une paire de fichiers de code à compiler, va définir les méthodes d'entrées et sorties à partir de l'analyse des attributs de la classe dérivant de `TObject`. L'écriture dans un fichier `ROOT` est ensuite totalement transparente à l'utilisation et ne demande qu'un appel à la méthode `Write`. Il est donc très simple et très efficace de définir des classes dont le rôle sera de contenir nos données : après génération du dictionnaire, l'écriture se fait d'une ligne. Le format de données est constitué de la description de ces classes contenant les données Nucifer.

Pour écrire dans un fichier `ROOT`, deux méthodes sont possibles. Lorsqu'il s'agit d'un objet indépendant (typiquement un histogramme), il est possible d'utiliser directement la méthode `Write`, et il sera écrit dans le fichier `ROOT` courant. Mais pour les données, une implémentation beaucoup plus intéressante est la structure arborescente, qui repose dans `ROOT` sur la classe `TTree`. Un tel arbre est constitué de branches (sans limite de nombre ni de complexité) et ultimement de feuilles, ces dernières représentant effectivement les données. Cette structure permet la lecture non séquentielle du fichier en se concentrant sur une ou plusieurs branches. Les données sont aussi naturellement organisées. Lors de l'écriture, le format arborescent est répété à chaque nouvel événement ; la lecture est donc naturellement réalisée par une boucle sur les événements.

En effet, les arbres `ROOT` sont en lecture seule, ce qui explique en partie leur efficacité et pourquoi cette limitation est conservée par l'équipe de développement. Ajouter une branche à un arbre préexistant est réalisé en interne en supprimant l'arbre et en le réécrivant, une opération coûteuse en temps et en mémoire. Pour contourner cette limitation, le concept d'arbre ami a été développé : deux arbres amis ont les mêmes événements au même numéro, et il est possible de travailler comme s'il s'agissait d'un arbre unique (dans `l'analyser` par exemple).

Dans Nucifer, le format de données est défini par des classes qui dérivent de `TNamed`, un `TObject` doté d'un nom et d'un titre. Chaque classe est définie comme une branche de `TTree` et le mécanisme de séparation automatique de `ROOT` les décompose en leur plus petits composants pour leur attribuer finalement une feuille. À la lecture, nous définissons des instances de nos classes que nous lions à l'arbre et qui sont à chaque itération remplies avec les données lues dans le fichier. Les sous-branches et feuilles sont donc essentiellement transparentes à l'utilisation.

Le fichier `ROOT` de sortie du `decoder` est une copie des données brutes, mais pas tout à fait sans perte ni ajout d'information. D'une part les informations de structure des données ne sont pas toutes sauvegardées au format `ROOT`, seuls les numéros d'événement dans chaque module VME et le numéro de lecture mémoire VME sont conservés. D'autre part nous sauvegardons également le nombre d'événements par lecture et par module VME.

En plus des `Algo`, plusieurs modules spécifiques sont partagés : calcul du temps du bloc à partir des dates et des heures enregistrées dans le fichier `runinfo`, veto logiciel contre les muons et les saturations du détecteur (définies comme la saturation d'au moins 15 PM), outil d'ajustement des histogrammes et barre de progression.

Traitement des données

L'ordinateur d'acquisition Nucifer est connecté au réseau Osiris, lui-même partie du réseau intranet INTRA du CEA Saclay. Depuis le réseau Osiris, il n'est possible d'envoyer les données qu'à l'intérieur d'INTRA pour des raisons de sécurité. Or la destination finale des données est

le Centre de Calcul de l'IN2P3 (CCIN2P3), situé à Lyon. Nous avons donc installé une station de contrôle au CEA (dans le bâtiment 141 abritant le SPP) reliée au réseau INTRA pour faire l'intermédiaire. Pour le suivi des données et le partage d'informations dans la collaboration, un serveur de l'IRFU héberge un cahier d'expérience virtuel appelé ELOG.

Pour transférer les données d'Osiris à la station, cette dernière héberge un serveur FTP sur le compte dédié `acq_nucifer`. Une fois un bloc de données terminé, l'ordinateur d'acquisition se charge d'initier le transfert vers la station. Le premier fichier transféré est le fichier `histos`, suivi du fichier binaire de données et finalement du fichier `runinfo`. Sur la station, cet ordre d'arrivée permet de savoir qu'un transfert est en cours ou terminé car les deux fichiers textes sont très petits et donc instantanément copiés. Un courriel est également envoyé à ELOG pour signaler qu'un bloc est terminé et copié sur la station. Le volume de données croît vite lorsque le taux de déclenchement atteint le kilohertz, avec un bloc de 500 Mo toutes les 12 minutes à 2,8 kHz, ce qui totalise environ 60 Go par jour. Un taux de déclenchement plus faible diminue le volume de données, mais oblige à remonter le seuil, et un taux de déclenchement plus élevé pose des problèmes de temps mort, nous prévoyons donc de fonctionner dans cette gamme de fréquence. Il faut donc périodiquement effacer les données du disque dur ou ajouter un disque dur externe.

J'ai ensuite mis en place l'architecture et les outils d'analyse automatique et de transfert des données, en particulier avec des scripts Perl. Ce langage a l'avantage d'être intégré dans toutes les distributions GNU/Linux et d'être bien adapté à l'administration système. La station procède au décodage et à la première analyse automatique des blocs au fur et à mesure de leur arrivée, grâce à une tâche automatique lancée tous les quarts d'heure par `cron` : un script Perl cherche tous les fichiers `runinfo` qui n'ont pas de correspondance en fichier `ROOT` et décode puis repasse ceux qu'il trouve. Au passage, un courriel contenant les figures de contrôles est envoyé à ELOG pour que l'entrée du bloc de données présente ces figures, très utiles pour diagnostiquer un problème.

En parallèle, un autre script Perl est lancé lui-aussi tous les quarts d'heure par `cron` pour chercher les nouveaux fichiers `ROOT`, et copier au CCIN2P3 l'ensemble des fichiers issus de la prise de données : fichier brut, fichier `ROOT`, fichiers `runinfo` et `histos`, fichiers PDF et fichiers de sortie du `firstpass` (texte et `ROOT`). Le transfert utilise `rsync`, et pour l'identification automatique (sans mot de passe) le protocole RSA dont la clé est gérée par `keychain`. Les fichiers sont à cette étape stockés sur SPS (pour « Semi Permanent Storage disk »), un espace de stockage sur disque dur non sécurisé. L'expérience Nucifer y dispose de 15 To, ce qui permet à la fois de garder les fichiers bruts par sécurité et d'y réaliser nos analyses sur les fichiers `ROOT`. Enfin, un dernier script Perl (à lancer manuellement) se charge d'archiver les données brutes jour par jour et de copier les archives sur HPSS (pour « High Performance Storage System »), un espace de stockage de masse sur bande magnétique qui assure ici la redondance de sécurité avec SPS.

Fonctions d'ajustement du photoélectron seul

Fonction d'ajustement du photoélectron avec le maximum de degrés de libertés, soit 16 :

$$\begin{aligned}
 f_N(x) = \mathcal{N} e^{-\mu} & \left\{ \left[\alpha_{ped} \mathcal{G}(x_{ped}, \sigma_{ped}) + (1 - \alpha_{ped}) \mathcal{T}(\lambda_{ped}, x_{ped}, \sigma_{ped}) \right] \right. \\
 & + \mu \left[\alpha_{spe} \left((1 - \beta) \mathcal{G}\left((x_{ped} + x_{sec}), \sqrt{\sigma_{ped}^2 + \sigma_{sec}^2}\right) + \beta \mathcal{G}\left((x_{ped} + x_{spe}), \sqrt{\sigma_{ped}^2 + \sigma_{spe}^2}\right) \right) \right. \\
 & \left. \left. + (1 - \alpha_{spe}) \mathcal{T}(\lambda_{spe}, x_{spe}, \sigma_{spe}) \right] + \sum_{k=2}^N \left[\frac{\mu^k}{k!} \mathcal{G}\left((x_{ped} + k x_{mult}), \sqrt{\sigma_{ped}^2 + k \sigma_{mult}^2}\right) \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{G.1}$$

avec

$$\mathcal{G}(x_0, \sigma) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right) \tag{G.2}$$

et

$$\mathcal{T}(\lambda, x_0, \sigma) = \frac{\lambda}{2} \exp\left(\lambda(x - x_0) + \frac{\lambda^2 \sigma^2}{2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{x - x_0 + \lambda \sigma^2}{\sigma \sqrt{2}}\right) \tag{G.3}$$

L'ajustement du bloc n° 6757 donne :

PM	\mathcal{N}	μ	x_{ped}	σ_{ped}	α_{ped}	λ_{ped}	x_{spe}	σ_{spe}	α_{spe}	λ_{spe}	x_{sec}	σ_{sec}	β	x_{mult}	σ_{mult}
0	22654	0.27	150.15	1.48	0.12	0.30	30.50	10.53	0.5	0.38	20	12.75	0.93	7.5	2.14
1	21697	0.16	164.80	3.28	0.08	0.01	27.41	10.67	0.18	0.61	21.44	15	0.97	22.32	0.10
2	22314	0.22	130.19	1.55	0.13	0.30	27.01	8.11	0.5	0.39	20.00	8.04	0.83	7.5	1.29
3	24116	0.10	141.80	1.09	0.06	0.26	26.53	10.90	0.10	0.25	27.75	15	0.98	7.5	4.63
4	22198	0.25	125.51	1.71	0.11	0.30	28.06	9.91	0.5	0.43	20	11.80	0.89	7.5	0.1
5	23982	0.13	142.18	1.12	0.08	0.30	33.11	12.03	0.10	0.25	31.61	7.47	0.93	7.50	4.79
6	21757	0.20	142.57	1.13	0.07	0.25	28.03	11.08	0.38	1.25	21.95	15	0.96	9.40	2.16
7	24001	0.12	135.35	1.24	0.07	0.30	28.05	10.94	0.12	0.25	27.81	15	0.98	12.88	0.10
8	22657	0.19	136.99	1.42	0.07	0.30	28.17	10.31	0.5	0.64	20	15	0.93	7.5	5
9	24058	0.08	138.08	1.07	0.06	0.30	28.91	9.97	0.10	0.25	32.77	13.45	0.95	9.98	4.99
10	21712	0.16	125.28	1.13	0.06	0.23	28.96	8.36	0.5	1.21	20	14.26	0.90	11.72	2.79
11	21694	0.11	136.18	1.70	0.11	0.30	30.78	11.18	0.16	1.14	30.32	15	0.91	8.88	5
12	24059	0.09	144.87	1.23	0.05	0.30	25.65	7.93	0.13	0.28	29.85	15	0.93	9.02	2.43
13	22505	0.13	146.14	1.45	0.12	0.30	27.35	10.12	0.36	0.83	20	15	0.95	10.55	0.42
14	22966	0.14	162.70	1.42	0.07	0.30	28.00	10.08	0.23	0.95	20	15	0.91	11.29	4.99
15	22095	0.25	148.18	1.91	0.28	0.30	27.34	10.28	0.5	0.48	20	10.54	0.97	16.76	0.10

TABLE G.1 – Paramètres de l'ajustement du photoélectron seul des 16 PM. Bloc n° 6757, réacteur éteint. Le nombre de photoélectrons multiples est fixé à $N = 3$.

Options d'analyse fin juin 2012

La conception modulaire de l'analyser a favorisé la croissance de ses possibilités.

La liste des Algo fin juin 2012 comprend :

- *Time* : calcul du temps mort, du temps réel et du taux de déclenchements ;
- *Qtot* : calcul de la charge totale normalisée au temps de vie pour la soustraction de bruit de fond ;
- *Check* : vérification de la succession des événements VME ;
- *Coinc* : recherche simple de coïncidence ;
- *PSD* : étude simple de la discrimination par analyse de forme ;
- *Rate* : calcul de taux de déclenchements heure par heure et bloc par bloc ;
- *Muon* : étude des événements muons et des coïncidences avec les événements muons ;
- *NuOld* : première étude de recherche d'événements corrélés (type neutrino) ;
- *NuCut* : étude des coupures en énergie et barycentre sur la recherche de neutrinos (écrit par Johan Pelzer) ;
- *NuFinal* : recherche d'événements corrélés finale (écrit par Vincent Fischer) ;
- *Bary* : calcul du barycentre des charges et étude des corrélations avec l'énergie (écrit par Johan Pelzer) ;
- *SPE* : étude des différentes fonctions d'ajustement du photoélectron seul ;
- *Ped* : calcul de la position et de la largeur du piédestal, utilisé par le `firstpass` ;
- *Gain* : calcul du gain, utilisé par le `firstpass` ;
- *Evol* : évolution du gain heure par heure ;
- *LED* : linéarité et stabilité heure par heure des DEL, utilisé par le `firstpass` ;
- *Default* : vide, pour le démarrage rapide d'une analyse.

À quoi il faut ajouter 6 Algo réservés à un utilisateur unique.

Stabilité

J'ai développé plusieurs outils pour suivre l'évolution du détecteur : d'une part un script Perl, `BaseGenerator.pl`, couplé à un code C++/ROOT pour générer automatiquement des figures, et d'autre part des Algo pour l'`analyzer`.

`BaseGenerator.pl` est conçu pour être lancé régulièrement (tous les jours) au CCIN2P3 sur notre espace de groupe (`/sps/nucifer/`). Son but est de créer 3 fichiers textes : la liste des commentaires associés aux blocs de données `CommentsDataBase.txt`, les données de capteurs environnementaux `SlowControlDataBase.txt` et les données associées à chaque bloc de données `RunInfoDataBase.txt`. Si ces fichiers existent déjà, le script commence par les lire pour savoir quels blocs de données ont déjà été traités, et se contentera de mettre à jour les fichiers avec les derniers blocs. Ensuite, il ouvre et traite les fichiers `runinfo` (créés par l'acquisition) et les fichiers textes de sortie du `firstpass`, rassemble les données et les distribue dans nos 3 fichiers `DataBase.txt`.

Le fichier `SlowControlDataBase.txt`, dont chaque ligne ne contient que le numéro d'un bloc et le commentaire associé trouvé dans le fichier `runinfo`, permet à l'utilisateur de savoir rapidement à quoi correspondent les blocs de données. Les deux autres fichiers présentent les données sous forme de colonnes de chiffres rébarbatives, non destinées directement à l'utilisateur. En fait, je tire ici parti de la méthode `ReadFile()` des arbres ROOT : cette méthode lit un fichier texte et remplit directement son arbre avec les données. Les deux seules conditions sont une première ligne du fichier qui décrit les données sous la forme du nom et du type des colonnes, et des données mises en formes en autant de colonnes séparées par des espaces ou des tabulations.

Donc pour étudier les données des capteurs, l'utilisateur fera simplement dans ROOT :

```
TTree* t = new TTree("arbre_capteurs","Capteurs environnementaux Nucifer");
```

```
t->ReadFile("/where/is/SlowControlDataBase.txt");
```

Une fois l'arbre créé, il est possible au choix d'utiliser les commandes ROOT ou le visionneur d'arbre qui offre une méthode graphique pour explorer les données :

```
t->Draw("T_bottom:Run_num"); // évolution de la température du fond de cuve  
t->StartViewer(); // la suite à la souris !
```

Mais en plus de créer ces bases de données, `BaseGenerator.pl` lance le code `firstpass_evolution` qui va justement lire le fichier `RunInfoDataBase.txt`, créer un arbre avec `ReadFile()` et ensuite générer toute une famille de figures sauvegardées dans un fichier `Firstpass_evolution.root`. Et pour finir, une figure synthétique au format PDF (`Firstpass_evolution.pdf`), dont un exemple est présenté figure 7.9, est fournie à l'utilisateur. Elle montre les seize gains, les piédestaux de chaque QDC et l'intensité des DEL en fonction du numéro de bloc, ce qui permet de vérifier rapidement la qualité des données et des ajustements.

Les 2000 premiers blocs de données (environ) correspondent aux différents tests de seuil et de haute tension, mais ensuite les données sont régulièrement acquises pour l'analyse physique. On distingue sur les gains des PM trois périodes de réacteur à l'arrêt séparées par deux cycles de fonctionnement, le second plus court que le premier. Les piédestaux sont bien définis, avec des points qui dessinent une courbe d'évolution soignée. Les oscillations lors des périodes de réacteurs en fonctionnement correspondent aux variations journalières de température dans la galerie où l'acquisition Nucifer est installée, probablement à travers les gains des amplificateurs du séparateur actif. La voie 12 du QDC 2 montre deux décrochements, que nous avons pu relier à un câble défectueux changé depuis. Les gains restent très stables dans le temps, mais l'ajustement varie de plus ou moins 1 canal sur chaque voie, soit 3%. L'intensité des DEL mesurée diminue assez régulièrement², un effet d'abord imputé à la température (anticorrélation avec les piédestaux).

Cette procédure basée sur le script `BaseGenerator.pl` vise surtout à permettre la vérification rapide et efficace de l'état de Nucifer. Pour étudier plus précisément la stabilité du détecteur, nous disposons des capacités de l'`analyzer`, avec notamment un `Algo` dédié à l'utilisation des DEL et un autre qui calcule en fonction du temps ou du numéro de bloc différents taux d'événements.

La figure G.1 montre l'évolution de différents paramètres du détecteur pendant 1000 blocs de données, soit ici 17 jours. Cette étude est régulièrement menée tous les 1000 blocs de données. Au début du 24 mai, la situation est la suivante :

- le réacteur est allumé, donc le taux de déclenchements de la cuve est de 2700 Hz (en noir), et le taux de PM individuel saturé avoisine les 500 Hz (en violet) ;
- les diodes ont une fréquence de 70 Hz (en vert, 5 Hz par combinaison et 14 combinaisons) ;
- le veto muon est utilisé en veto matériel ; sa fréquence est donc nulle (en bleu ciel) et le taux de saturations du détecteur (en rose, au moins 15 PM saturés) est presque nul.

Après quelques heures, la fréquence des DEL est augmentée à 700 Hz (50 Hz par combinaison), et le taux de déclenchement total (en rouge) augmente mais pas celui de la cuve (en noir). Le 29 mai au matin le réacteur est éteint et les taux de déclenchement cuve et PM saturé s'écroulent. Le 30 mai, nous baissions la fréquence des diodes à 70 Hz et le veto muon

2. Les points réacteurs allumés sont séparés de 12 à 13 min (en mai et juin 2012), mais de 1 h réacteur éteint, car le bloc de données fait toujours 500 Mo mais le taux de déclenchement varie.

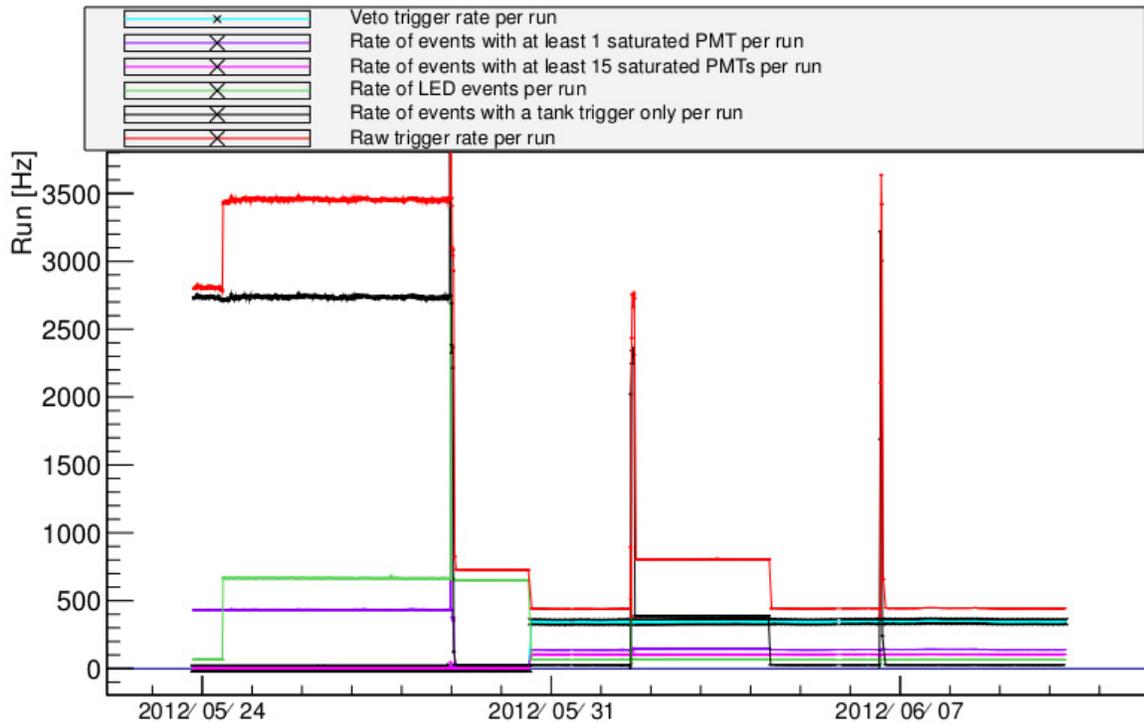


FIGURE G.1 – Stabilité de l'acquisition sur les blocs de données n° 4000 à 4999.

passe en veto logiciel, donc il déclenche l'acquisition et sa fréquence s'établit à 300 Hz. Il domine alors le taux de déclenchement total. Le 1^{er} juin, nous débutons une mesure de source AmBe qui dure jusqu'au 4 juin. Le 6 juin, une mesure de source cobalt est réalisée. Pendant les périodes où les paramètres ne changent pas, le détecteur et le veto muon montrent une très bonne stabilité, meilleure que 1%, malgré les variations du gain et de température.

Données utilisées dans le chapitre 7

Dans le tableau G.2, les blocs consécutifs sont séparés par la préposition « à ». Le tiret est quant à lui utilisé pour noté la soustraction de bruit de fond.

Le tableau 7.1 utilise le bloc n° 6600, le tableau 7.4 le bloc n° 5500.

figure	n° de bloc(s) de données
7.1b	29 ^a
7.2a	4736 - 4913
7.2b	4742 - 4913
7.3	4735 à 4942
7.4	[98]
7.7a	4735
7.7b	4736
7.7c	4738
7.7d	4737
7.8	[98]
7.9	2000 à 6600
7.10	6250 à 6300
7.11a	2500
7.11b	2518
7.12	6600
7.13	1200 à 1346
7.14	6600
7.15	[73]
7.16	1024 à 1090
7.17	1024 à 1090
7.18	117 à 122
7.19	1200 à 1346
7.20	1200 à 1346
7.23	5132
7.26	[73]
7.27	[73]
7.24a	5200 à 5399
7.24b	5500
7.25	5500

TABLE G.2 – **Bloc(s) de données ou référence des figures du chapitre 7.**

^a. Premier bloc de données réacteur éteint.

G.3 Simulation

Distribution des événements NuMC

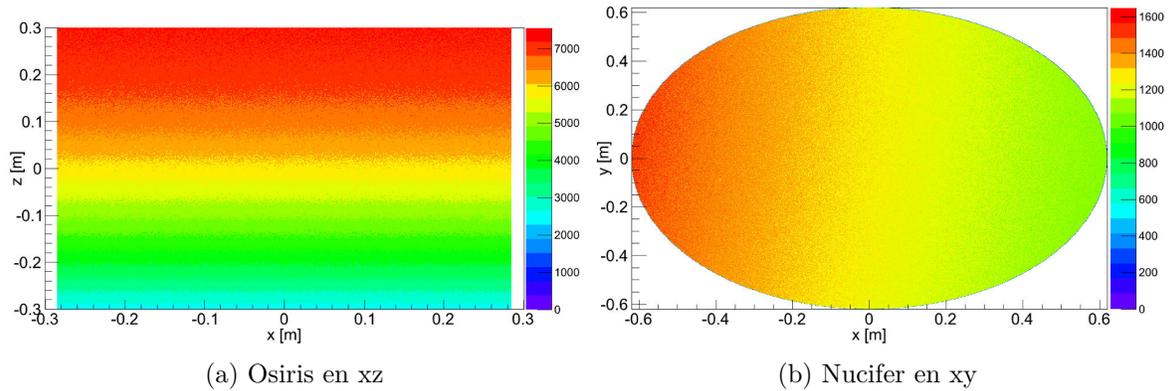


FIGURE G.2 – **Distribution des événements dans le réacteur et dans le détecteur.**
La distribution dans le détecteur suit la loi en $1/L^2$ dans l'axe du réacteur.

GEANT4

GEANT4 est issu de la collaboration de la communauté de la physique des hautes énergies au niveau mondial, avec par exemple une quarantaine d'institutions se partageant les droits. Ce code est écrit en C++ pour son efficacité et ses possibilités, notamment la programmation orientée objet qui permet de minimiser le volume de code et de simplifier la maintenance. GEANT4 n'est pas un logiciel monolithique avec entrées et sorties : il se présente comme une (très) vaste bibliothèque C++. Les classes existantes permettent de remplir les différentes fonctionnalités du code : génération de la géométrie et des matériaux, modèle physique, génération et traçage de particules, réponse du détecteur, sauvegarde des données et visualisation. Une classe générale (`G4RunManager`) lie la simulation et accomplit la boucle sur les événements à travers des classes génériques fonctionnelles. GEANT4 ne fournit que des versions abstraites de ces classes fonctionnelles, que l'utilisateur doit dériver pour former l'architecture de sa propre simulation. Si le modèle physique, le traçage des particules et la visualisation peuvent être repris intégralement de GEANT4, la géométrie, la génération de particules, la réponse du détecteur et le format des données de sortie constituent des entrées que l'utilisateur doit programmer.

La simulation de Nucifer est issue de la simulation de Double Chooz à partir d'une copie réalisée par Thierry Lasserre en 2007. Depuis lors, les développements réalisés dans les deux simulations sont indépendants. Après Thierry, Amanda Porta a repris le code en le simplifiant des éléments propres à Double Chooz et a écrit une nouvelle géométrie. Maximilien Fechner a réécrit les sorties pour adopter le format des données Nucifer. J'ai ensuite repris la responsabilité de développer, maintenir et utiliser la simulation Nucifer. À partir de l'été 2012, Matthieu Vivier reprend petit à petit le flambeau.

La géométrie écrite par Amanda était utilisée pour les études de faisabilité et le développement du détecteur. La cuve était d'ailleurs cubique pour maximiser la quantité de liquide et donc la statistique. Cette option n'a pas été retenue, et une fois les plans fixés j'ai écrits

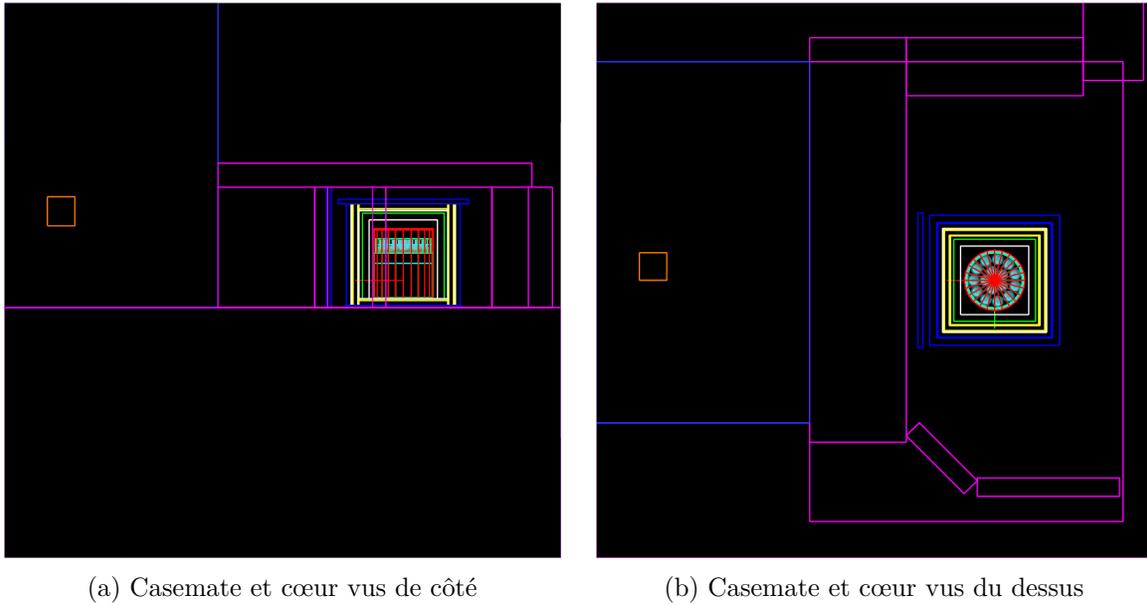


FIGURE G.3 – **Modélisation de Nucifer dans la casemate.** Blanc : air, violet : béton, bleu : plomb ou eau, jaune : polyéthylène, rouge : acier, orange : aluminium, bleu clair : liquide scintillant, vert clair : huile minérale et veto muon. Seul les sections horizontales du tube d'étalonnage sont visibles.

deux nouvelles géométries. La première vise à reproduire notre prototype, qui utilisait une cuve temporaire (récupérée des tests pour Double Chooz) plus grande et non téflonnée. La seconde est basée sur la cuve définitive, et ajoute tous les blindages, comme le montre la figure G.3. Durant son stage, Gaëtan Boireau a ajouté la casemate et même le cœur d'Osiris à la géométrie [98].

Résumé : Les progrès réalisés dans la maîtrise de la physique et de la détection des neutrinos ouvrent aujourd'hui la porte à la physique appliquée des antineutrinos. Dans cette optique, cette particule a en effet la particularité fondamentale de porter l'information de son lieu d'émission sans perturbation. Comme les neutrinos sont liés aux processus faibles tels que la désintégration nucléaire beta les applications se trouvent dans la surveillance des matières radioactives et des réacteurs nucléaires. Dans ce contexte, le projet Nucifer vise à construire et opérer un détecteur miniature d'antineutrinos de réacteur nucléaire, à installer au maximum à quelques dizaines de mètres d'un réacteur de puissance pour suivre sa puissance thermique et évaluer la quantité de plutonium produite. De plus, une réanalyse récente des mesures précédentes réalisées à proximité de réacteurs ces 40 dernières années montrent un écart significatif entre les taux de détection neutrinos attendus et mesurés. Parmi les hypothèses variées qui permettent d'expliquer cette anomalie se trouve une nouvelle oscillation entre neutrinos, impliquant nécessairement l'existence d'un quatrième neutrino, stérile. Pour mettre en évidence les antineutrinos et mesurer leur énergie, la détection beta inverse dans environ 850 kg de liquide scintillant dopé au gadolinium est utilisée. Toute la difficulté expérimentale provient des bruits de fond, qui peuvent être très importants lorsque le détecteur est installé) proximité du réacteur ou de la surface. Le détecteur est maintenant intégré sur le réacteur nucléaire de recherche Osiris du CEA, situé à Saclay, et a commencé la prise de données en avril 2012. Malheureusement, une faible longueur d'atténuation du liquide et un niveau de bruit de fond gamma inattendu nous empêchent de distinguer les neutrinos. Nous attendons maintenant le remplacement du liquide et la construction d'un nouveau mur de plomb pour continuer l'étude du suivi du réacteur et pour tester l'hypothèse de neutrino stérile.

Mots-clés : neutrinos de réacteurs, liquide scintillant, Nucifer, non-prolifération

Abstract : The major advances done in the understanding of neutrinos properties and in detector technology have opened the door to a new discipline : the Applied Antineutrino Physics. Indeed, this particle has the great advantage to carry information from its emission place without perturbation. Because neutrinos are inextricably linked to nuclear processes, new applications are in nuclear safeguards. In this context, the Nucifer project aims to test a small electron-antineutrino detector to be installed a few 10 meters from a reactor core for monitoring its thermal power and for testing the sensitivity to the plutonium content. Moreover, recent re-analysis of previous short-distance reactor-neutrino experiments shows a significant discrepancy between measured and expected neutrino count rates. Among the various hypotheses a new phenomenon as the existence of a fourth sterile neutrino can explain this anomaly. To be able to count neutrinos and get the corresponding energy spectrum, the detection is based on the inverse beta decay in about 850 kg of doped liquid scintillator. The experimental challenge is to operate such a small detector in a high background place, due to the closeness with the surface and the reactor radiations. The detector is now finished and data taking has begun at the Osiris research reactor in Saclay since april 2012. Sadly, unexpected low liquid attenuation length and high gamma background level prevented us to highlight neutrinos. We are now waiting for a liquid change and a new lead wall to study reactor monitoring and to test the sterile neutrino hypothesis.

Keywords : Reactor neutrino, liquid scintillator, Nucifer, non-proliferation