



HAL
open science

Détection de neutrinos auprès du réacteur BR2 : analyse des premières données de l'expérience SoLid

Valentin Pestel

► To cite this version:

Valentin Pestel. Détection de neutrinos auprès du réacteur BR2 : analyse des premières données de l'expérience SoLid. Physique [physics]. Normandie Université, 2019. Français. NNT : 2019NORMC238 . tel-02469046

HAL Id: tel-02469046

<https://theses.hal.science/tel-02469046v1>

Submitted on 6 Feb 2020

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.



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité PHYSIQUE

Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

Détection de neutrinos auprès du réacteur BR2 : analyse des premières données de l'expérience SoLid

**Présentée et soutenue par
Valentin PESTEL**

**Thèse soutenue publiquement le 23/10/2019
devant le jury composé de**

M. DOMINIQUE DUCHESNEAU	Directeur de recherche au CNRS, Laboratoire de Physique des Particules	Rapporteur du jury
M. DAVIDE FRANCO	Chargé de recherche HDR, Laboratoire Astroparticule et Cosmologie	Rapporteur du jury
M. PASCHAL COYLE	Directeur de recherche au CNRS, Centre de physique des Particules	Président du jury
M. BENOÎT GUILLON	Maître de conférences, ENSICAEN	Membre du jury
Mme CHRISTINE MARQUET	Chargé de recherche HDR, Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux	Membre du jury
M. GUILLAUME MENTION	Chercheur au CEA, CEA-Saclay, Gif-Sur-Yvette	Membre du jury
M. ANTONIN VACHERET	Professeur associé, Imperial College London, Blackett Labo.	Membre du jury
M. DOMINIQUE DURAND	Directeur de recherche au CNRS, Laboratoire de Physique corpusculaire	Directeur de thèse

Thèse dirigée par DOMINIQUE DURAND, Laboratoire de physique corpusculaire (Caen)



UNIVERSITÉ
CAEN
NORMANDIE



Remerciements

Réaliser une thèse, ce n'est pas simple. C'est certainement l'exercice le plus difficile et le plus passionnant qu'il m'ait été donné de réaliser. De part l'investissement personnel que cela requiert, je pense que cette expérience est aussi celle qui m'a le plus transformé. Mon regard sur la recherche, mais aussi sur le monde dans son ensemble, s'en est vu totalement modifié. Pour illustrer ce sentiment, j'aime utiliser cette comparaison de Schopenhauer à propos de la perception du monde :

On peut aussi, au point de vue qui nous occupe, comparer la vie à une étoffe brodée dont chacun ne verrait, dans la première moitié de son existence, que l'endroit, et, dans la seconde, que l'envers ; ce dernier côté est moins beau, mais plus instructif, car il permet de reconnaître l'enchaînement des fils.

(Schopenhauer, *Aphorismes sur la sagesse dans la vie*, 1851)

La thèse m'a permis de changer ma vision de l'étoffe brodée, et j'en suis ravi. C'est aussi une incroyable expérience humaine, où le soutien technique et personnel apporté par les gens qui nous entourent est décisif. Dans la suite, je m'efforcerai de remercier les personnes qui ont compté lors de mes trois ans au sein du LPC Caen. Si j'ai oublié des personnes, je m'en excuse.

Je vais d'abord remercier Dominique Durand et Gilles Ban, tous deux ayant été directeur lors de mes expériences au LPC Caen, que ce soit lors de mes stages de L3, M1 et M2, ou bien lors de mes 3 ans de thèse.

Je remercie aussi mon jury, et plus particulièrement Dominique Duchesneau et Davide Franco pour avoir accepté d'être rapporteurs de mon travail, ainsi que Paschal Coyle pour avoir présidé la soutenance. Je n'oublie pas Christine Marquet, Guillaume Mention et Antonin Vacheret pour avoir examiné mon travail avec sérieux et bienveillance.

Il est d'usage de remercier ensuite l'équipe encadrante . . . et quelle équipe ! Benoît, en tant que co-encadrant officiel, même si ce titre t'es refusé sur la couverture du manuscrit. Merci pour ton soutien de tous les instants, spécialement pendant cet été de rédaction. Malgré la difficulté, j'en garderai un très bon souvenir. Grégory, merci pour ton support quotidien et ta présence quand il fallait se salir les mains. Je pense que nous formons un très bon binôme quand il s'agit de monter un setup *scotch-bristol*. A nous trois, nous formons une équipe de choc pour les missions, comme nous avons pu le prouver de nombreuses fois ! Merci, une deuxième fois, à Dominique. Tu nous as apporté ton regard extérieur et ta grande expérience quand c'était nécessaire. Je vous l'ai déjà dit, je pense que vous m'avez apporté tous les trois l'encadrement idéal pour que je m'épanouisse personnellement et que je donne le meilleur de moi-même lors de cette aventure.

Je me dois de remercier la collaboration SoLid. Construire, faire fonctionner et comprendre ce détecteur n'a pas été une mince affaire, et la route n'est pas finie ! Ce fut un

grand plaisir de travailler avec vous, et je suis fière de ce que nous avons accomplis tous ensemble. Je garderais aussi un souvenir de nos longues soirées de discussions lors des réunions de collaboration, à propos de physique ou non, souvent dans des bars . . .

Je remercie aussi l'ensemble des membres du laboratoire. Merci à l'ensemble des enseignants que j'ai eus au cours de mes études, qui ont su me guider et m'encourager malgré mon comportement pas toujours très scolaire¹. Tout particulièrement, merci à François Mauger, d'une part pour la qualité de tes enseignements en programmation, et d'autre part pour m'avoir poussé à choisir cette thèse. Merci à l'équipe de l'étage. Jean-Luc, Sam et Manu, vos séances de débats stériles vont me manquer. Je dois aussi remercier les équipes techniques, et particulièrement ceux avec qui j'ai échangé régulièrement pour l'installation de CALIPSO et CROSS : Damien Goupillère, qui a conçu les deux systèmes, Christophe Vandamme qui s'est chargé de l'automatisme et Bruno Bougard qui s'est chargé de l'installation de CROSS dans le conteneur. Mention spéciale à Jérôme Perronnel pour sa participation au blindage du conteneur, avec qui j'ai pu faire mon baptême de défonceuse. Enfin, merci aux services administratifs avec qui j'ai toujours réussi à être en retard, mais qui ont su rester patient. Merci à Aurélie pour son support et sa disponibilité pour répondre à mes questions naïves quant aux démarches administratives. Nos petites pauses clopes me manqueront !

La team "La Petite Centrale" : Guillaume, Maxime et Gabriel. Nous nous sommes bien trouvés ! Je n'oublierai pas nos soirées développement-soudure-design² dans le sous-sol de la coloc. Guillaume, il n'est pas nécessaire de rappeler nos années étudiantes ici, mais le coeur y est !

Vient le tour des gens extérieurs au laboratoire. Quentin, Hadrien, Florentin, Tim, Guillaume et Clémence : mes chers colocs. Quelle formidable idée d'habiter ensemble ! Comme quoi, nous n'avons pas eu que des mauvaises idées au "*Normandy Spirit*". Votre compagnie quotidienne a été un soutien très important au cours de ces trois années. Nos discussions dans le salon, souvent enivrées, jamais inutiles, me manqueront et me manquent déjà.

Bien-sûr, je n'oublie pas les gens qui sont là depuis toujours : ma mère, mon père et ma soeur. Merci de m'avoir toujours soutenu, de m'avoir poussé et surtout d'avoir toujours fait de votre mieux pour abreuver ma soif de connaissance. J'ai gardé la meilleure pour la fin. Elisa, tu me supportes depuis maintenant plus de 5 ans. C'est déjà un exploit, spécialement lors de cette dernière année. Merci pour ton soutien et ta relecture complète du manuscrit pour en diminuer considérablement le nombre de fautes. Je suis pressé de découvrir nos prochaines aventures à l'étranger, et j'espère que tu me supporteras encore de nombreuses années.

Enfin, merci à celui ou celle qui lit ces remerciements avant de lire ma thèse. J'espère que tu y trouveras les informations que tu cherches !

¹C'est un euphémisme.

²Précisément dans cet ordre. D'abord l'action, puis la réflexion.

Table des matières

Introduction	1
1 Contexte physique	3
1.1 Histoire du neutrino	3
1.1.1 Première lumière	3
1.1.2 Le neutrino dans le modèle standard	5
1.1.3 Détection de neutrinos : réactions d'intérêt	6
1.1.4 L'histoire "parallèle"	8
1.1.5 Le formalisme des oscillations de neutrinos	11
1.2 Anomalies "courte distance" et neutrino stérile	16
1.2.1 Anomalie "Gallium"	16
1.2.2 Anomalie "accélérateur"	17
1.2.3 Anomalie "Réacteur" (RAA)	18
1.2.4 Plusieurs anomalies, une seule explication?	20
1.3 Sonder l'anomalie "réacteur"	20
1.3.1 Calcul de flux réacteur	20
1.3.2 Réaction Bêta inverse : IBD	22
1.3.3 Méthodologie des expériences à courte distance	24
1.3.4 Expériences neutrino réacteur à très courte distance	25
2 Dispositif expérimental SoLid	31
2.1 Détecteur SoLid	31
2.1.1 Principe de détection	31
2.1.2 Design mécanique	32
2.1.3 Conteneur et instrumentation	35
2.1.4 Système de calibration CROSS	36
2.1.5 Multi-Pixel Photo Counter	36
2.1.6 Électronique de lecture	40
2.2 Construction du détecteur	40
2.2.1 Production et assemblage	41
2.2.2 Procédure d'Assurance-Qualité	42
2.3 Intégration et opération du détecteur à BR2	50
2.3.1 Le site expérimental BR2	50
2.3.2 Positionnement et blindage du détecteur	51
2.3.3 Mode Opérateur du détecteur	52
2.4 Modélisation Monte-Carlo	53
2.4.1 Modèle GEANT4	53
2.4.2 Simulation de la réponse du détecteur	54
2.4.3 Modélisation du flux de neutrinos	55

2.4.4	Générateurs d'événement neutrino	56
3	Reconstruction des événements	59
3.1	Déclenchement du détecteur et lecture des données	59
3.1.1	Structuration de la prise de données	60
3.1.2	Nature et analyse des données brutes	62
3.2	Clusterisation en temps	64
3.2.1	Association des canaux	64
3.2.2	Agrégation des <i>waveforms</i>	66
3.2.3	Performances et limitations	70
3.3	Reconstruction et identification des événements	71
3.3.1	Signaux NS	72
3.3.2	Muons	80
3.3.3	Signaux ES	81
3.4	Conclusion	86
4	Calibration	87
4.1	Calibration en efficacité neutron (<i>NS</i>)	87
4.1.1	Transport et interaction neutron dans le détecteur	87
4.1.2	Procédure de calibration	88
4.1.3	Reconstruction de données	92
4.1.4	Modélisation Monte-Carlo	103
4.1.5	Efficacité de reconstruction absolue	108
4.1.6	Efficacité de reconstruction relative	110
4.2	Calibration <i>ES</i>	113
4.2.1	Sources de calibration <i>ES</i>	114
4.2.2	Approche	114
4.2.3	Résultats	116
4.2.4	Linéarité de la réponse en énergie	117
4.2.5	Utilisation des muons pour la calibration <i>ES</i>	117
4.3	Conclusion	118
5	Analyse neutrino "préliminaire"	121
5.1	Signatures IBD	121
5.1.1	Coincidence en temps Δt	122
5.1.2	Énergie de l'événement prompt	122
5.1.3	Variables topologiques : ΔX , ΔY , ΔZ et ΔR	123
5.1.4	Proximité temporelle à un muon et à un neutron	123
5.1.5	Position du vertex IBD	124
5.2	Radioactivité naturelle	124
5.2.1	Cascade Bi-Po	126
5.2.2	Contamination aérienne	129
5.2.3	Cascade Rn-Po	130
5.2.4	Analyse en forme de signaux <i>NS</i> : <i>BiPonisher</i>	131
5.3	Bruit de fond atmosphérique	133
5.3.1	Sélection des événements atmosphériques	133
5.3.2	Corrélation avec la pression atmosphérique	134
5.3.3	Véto muon	134
5.4	Analyse neutrino préliminaire	135
5.4.1	Coupure de sélection du signal IBD	136

TABLE DES MATIÈRES

5.4.2	Bruits de fond dans la sélection S_{Signal}	138
5.4.3	BiPonisher appliquée aux sélections	139
5.4.4	Modèles de bruit de fond	141
5.4.5	Recherche du Signal Neutrino	144
5.4.6	Signal IBD	146
5.4.7	Discussion	146
	Conclusion	149
	A Sommaire des réactions induites par les neutrons dans le LiF :ZnS	151
	Bibliographie	153

Introduction

C'est au cours de l'antiquité qu'est apparue l'idée d'un monde fait de composants élémentaires. Il aura cependant fallu plus de deux mille ans à l'Humanité pour atteindre le niveau scientifique et technologique requis pour effleurer la structure fondamentale de la matière. Depuis le 19^{ème} siècle, l'existence de l'atome a été admise, puis celle du noyau et enfin celle d'un ensemble bien plus large de particules. C'est dans ce contexte qu'est née dans les années 1970 la physique des particules et sa création la plus importante : le Modèle standard de la physique des particules. Ce dernier classe et formalise la façon dont ses composants interagissent entre eux.

Historiquement, le neutrino est sûrement le composant le plus énigmatique du Modèle standard. Bien qu'étant la particule massive la plus abondante dans l'univers, sa très faible probabilité d'interaction la rend difficile à observer. C'est pour cette raison que 50 ans d'efforts expérimentaux ont été nécessaires pour obtenir une observation convaincante du phénomène d'oscillations de neutrinos. Pour ce faire, il aura fallu construire parmi les plus imposants détecteurs de leur génération : Super-Kamiokande et SNO.

Actuellement, l'ère de la découverte a laissé place à l'ère de la précision. Les expériences en fonctionnement ou en construction ont pour objet la mesure des paramètres d'oscillations avec des précisions inférieures au pourcent, au prix de détecteurs toujours plus grands. Cependant, plus la précision s'améliore plus les zones d'ombre s'amenuisent, pouvant alors faire apparaître des anomalies.

Rappelons ce qui est appelé anomalie en physique des particules : c'est une déviation entre une prédiction et une mesure, ou entre plusieurs mesures. Les causes peuvent être nombreuses : mauvaise représentation théorique, erreur expérimentale non-identifiée. Il y a aussi une troisième explication, la plus excitante pour le physicien, celle impliquant de nouvelles particules ou de nouveaux phénomènes.

Les trois anomalies que nous aborderons, couramment appelées "anomalie Gallium", "anomalie accélérateur" et "anomalie réacteur", pourraient être expliquées par une oscillation de neutrinos vers une saveur inconnue. Cette saveur supplémentaire, appelée "stérile" car n'interagissant pas par interaction faible, doit entraîner une oscillation à courte distance pour expliquer les anomalies observées. Pour s'en assurer, de nombreuses expériences tentent de reproduire et d'approfondir les déviations mesurées. Plus particulièrement, nous discuterons les expériences utilisant des réacteurs nucléaires comme source intense de neutrinos.

Innovante dans sa conception, l'expérience SoLid (**S**hort **b**aseline **o**scillation search using a **L**ithium-6 **d**etector) entre dans ce cadre. Le détecteur est basé sur l'utilisation

de deux scintillateurs segmentés en cubes de 5 cm de côté, offrant une granularité de 8000 voxels/m³. Son but est de mesurer le flux d'anti-neutrinos produit par un réacteur nucléaire de recherche après un trajet le plus court possible, inférieur à la dizaine de mètres. Actuellement, plusieurs expériences complémentaires réalisent cette mesure difficile.

En premier lieu, ce manuscrit décrira rapidement l'histoire du neutrino et le mécanisme d'oscillation. Ce sera l'occasion de détailler les anomalies ayant conduit à la recherche de neutrinos stériles à courte distance. Nous pourrons alors introduire les contraintes auxquelles sont soumises les expériences à courte distance, avant d'aborder les résultats récents. Une fois le contexte posé, le chapitre 2 présentera dans le détail le détecteur SoLid, sa construction et son installation auprès du réacteur BR2 en Belgique. Pour être en mesure d'analyser les données de l'expérience, nous nous intéresserons à la chaîne de reconstruction des événements dans le chapitre 3. Puis, le chapitre 4 détaillera les procédures de calibration de l'expérience, et plus particulièrement la calibration neutron. Ce processus est particulièrement difficile et critique pour un détecteur aussi segmenté que SoLid. Dans le dernier chapitre, nous présenterons les premières études du bruit de fond de l'expérience, ainsi que l'état actuel de l'analyse des premières données de physique.

Chapitre 1

Contexte physique

1.1 Histoire du neutrino

1.1.1 Première lumière

Henri Becquerel, en découvrant en 1896 la radioactivité [1], ouvrit sans le savoir la voie vers un tout nouveau domaine : la physique nucléaire. Sa découverte fut rapidement reproduite et l'étude systématique de ces "rayonnements Uraniques" commença. Ainsi, en 1899, Ernest Rutherford sera le premier à séparer ces rayonnements en deux catégories : alpha et bêta [2]. Avec la découverte des rayons gammas en 1900 par Paul Villard, l'image de la radioactivité commence à se faire plus précise. Ce phénomène est déjà considéré comme une transformation de la matière.

Quelques années après ces découvertes, James Chadwick réalise en 1914 une mesure du spectre bêta et en démontre la nature continue [3]. Cette observation n'est pas en accord avec la théorie admise à l'époque, celle d'une décroissance à deux corps :

$$X \rightarrow Y + e^- \quad (1.1)$$

Pour expliquer ce spectre continu en ne considérant que le point de vue cinématique, il est nécessaire d'ajouter aux produits de réaction une troisième particule. N'ayant jamais été observée, cette particule doit être difficilement détectable, et doit posséder un spin 1/2 comme celui de l'électron. Wolfgang Pauli proposa une telle particule en 1930, l'appelant à l'époque "neutron". Après la découverte en 1932 par James Chadwick [4] de ce qui est appelé neutron de nos jours, trop lourd pour expliquer le spectre bêta, la particule hypothétique fut nommée neutrino pour "petit neutron" en italien. En 1933, Enrico Fermi proposa une théorie de la désintégration bêta [5] qui rencontra suffisamment de succès pour rendre plausible l'hypothèse de Pauli. C'est ainsi que naquit théoriquement le neutrino, fermion léger neutre de symbole ν , conservant l'énergie et le spin dans la désintégration bêta :

$$X \rightarrow Y + e^- + \nu \quad (1.2)$$

D'autres preuves de l'existence du neutrino furent mise en évidence dans les années suivantes, là aussi sous forme de contrainte sur la conservation de l'énergie, que ce soit dans la désintégration du pion (π) :

$$\pi \rightarrow \mu + \nu \quad (1.3)$$

ou encore dans la désintégration du muon (μ) :

$$\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu} \quad (1.4)$$

Néanmoins, au début des années 50, cette particule n'a toujours pas été observée, compte tenu de sa faible interaction avec la matière. Il existe pourtant à l'époque une réaction prédite par la théorie de Fermi qui doit permettre de l'observer : la réaction bêta inverse.



Un grand volume d'hydrogène devrait donc permettre de détecter l'interaction de cette particule. Il ne reste plus qu'à trouver une source conséquente de neutrinos. C'est Clyde L. Cowan et Frederick Reines qui seront les premiers à détecter la réaction 1.5 en utilisant le réacteur nucléaire de Savannah River (USA) comme source [6]. Leur expérience est très proche des techniques encore utilisées actuellement. Leur détecteur était composé de volumes de scintillateur liquide lus par des Tubes Photo-Multiplicateurs (PMT), disposés en plusieurs couches et séparés par des volumes d'eau (voir figure 1.1). Ils réussirent à détecter environ 3 anti-neutrinos par jour, pendant plusieurs mois de prise de données. Afin de confirmer l'origine du signal, ils firent des prises de données réacteur éteint, et d'autres où une partie du volume d'eau était remplacée par de l'eau lourde, riche en deutérium, ne permettant pas la réaction bêta inverse.

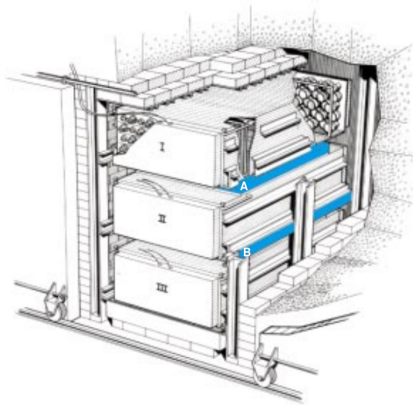
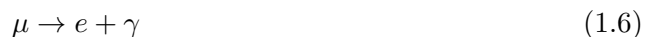


FIGURE 1.1 – Schéma de l'expérience réalisée par C. Cowan et F. Reines auprès du réacteur de Savannah River. I, II et III sont les volumes de liquide scintillant, lus par des PMTs. Les couches bleues A et B représentent l'eau servant de modérateur.

A la même époque, le travail théorique réalisé en parallèle introduit la quantité L , appelée par la suite nombre leptonique. Ce nombre est de 1 pour les leptons et de -1 pour les anti-leptons, qu'ils soient neutres ou chargés, et doit être conservé lors des réactions. Théoriquement, le processus suivant est dès lors possible :



Cependant, ce processus n'a jamais été observé expérimentalement¹ et conduit la communauté scientifique à imaginer un nombre leptonique différencié entre "saveurs" de leptons, L_μ et L_e pour le processus 1.6. Cette hypothèse implique que les neutrinos et anti-neutrinos ont, eux aussi, plusieurs "saveurs", comme cela est discuté en détail par Bruno Pontecorvo en 1959 [8]. Cette approche est validée en 1962 par l'expérience de Brookhaven [9], avec l'observation d'(anti-)neutrinos muoniques à travers les processus 1.7 et 1.8.

¹Ce processus est toujours activement recherché de nos jours, notamment par l'expérience COMET, à J-Parc au Japon [7].

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow p + \mu^{-} \quad (1.7)$$

$$\bar{\nu}_{\mu} + p \rightarrow n + \mu^{+} \quad (1.8)$$

Les années 1970 voient la prédiction théorique du lepton tau (τ), ainsi que sa découverte. Il est dès lors admis qu'il existe trois saveurs leptoniques, et il serait étonnant que le neutrino y échappe. Il faudra attendre l'année 2000 et l'expérience DONUT pour que l'interaction de ce troisième neutrino soit observée expérimentalement, à travers la reconstruction de 4 tau dans la cible du détecteur [10].

1.1.2 Le neutrino dans le modèle standard

2,2 MeV 2/3 1/2 u up	1,28 GeV 2/3 1/2 c charm	≈ 173 GeV 2/3 1/2 t top	0 0 1 γ gamma	125 GeV 0 0 H boson de Higgs
4,7 MeV -1/3 1/2 d down	96 MeV -1/3 1/2 s strange	4,18 GeV -1/3 1/2 b bottom	0 0 1 g gluon	
< eV 0 1/2 ν_e neutrino électronique	< eV 0 1/2 ν_{μ} neutrino muonique	< eV 0 1/2 ν_{τ} neutrino tauique	91 GeV 0 1 Z^0 boson Z^0	
511 keV -1 1/2 e electron	106 MeV -1 1/2 μ muon	1,78 GeV -1 1/2 τ tau	80 GeV ± 1 1 W^{\pm} boson W^{\pm}	

FIGURE 1.2 – Tableau des 17 composants du Modèle Standard. Du haut vers le bas, les valeurs représentées en blanc sont la masse, la charge et le spin. Les quarks sont représentés en bleu, les leptons en vert, les bosons médiateurs en orange et le boson de Higgs en rouge.

Les progrès expérimentaux et théoriques réalisés dans la dernière partie du vingtième siècle ont permis de construire le Modèle standard de la physique des particules. Comme son nom l'indique, ce modèle décrit les particules élémentaires composant le monde qui nous entoure, ainsi que leurs interactions. Élaboré au début des années 1970, il décompose toute la matière nous entourant en deux catégories : les quarks et les leptons. Chacun de ces groupes comprend 6 particules, comme représenté sur la figure 1.2. Les composants formant la très vaste majorité de ce qui nous entoure sont les plus stables, et donc les plus légers :

- Les quarks up et down, combinés en triplé uud et udd , forment les protons et les neutrons.

- La charge positive du proton est contre-balançée par l'électron, lepton chargé le plus léger.

Le Modèle standard inclut trois forces fondamentales : l'électromagnétisme, l'interaction faible et l'interaction forte. Les interactions entre particules se font à travers l'échange de bosons, la troisième et dernière catégorie de particules décrite dans ce modèle.

Le neutrino ν est décrit comme une particule neutre de masse nulle, ne pouvant interagir que par l'interaction faible. De ce fait, le neutrino interagit via trois bosons : le Z^0 , le W^+ et le W^- . Le premier sera associé aux interactions dites de courant neutre, c'est-à-dire insensibles à la saveur du neutrino. Par opposition, les deux autres bosons sont associés aux courants chargés, sensibles à la saveur du neutrino. Nous allons maintenant évoquer rapidement les différents canaux de réactions ouverts aux neutrinos.

1.1.3 Détection de neutrinos : réactions d'intérêt

Interaction sans seuil

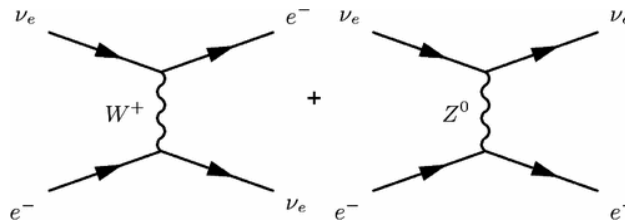


FIGURE 1.3 – Diagrammes de Feynman pour les deux composantes de la diffusion d'un neutrino électronique sur un électron [11].

Dans cette catégorie, nous allons voir les interactions n'ayant pas de seuil en énergie. Par convention, le symbole ν sans précision de saveur référera à l'ensemble des saveurs connues. l référera à n'importe laquelle des saveurs leptoniques. En premier lieu, nous pouvons évoquer la diffusion du neutrino sur un électron :

$$\nu + e^- \rightarrow e^- + \nu \quad (1.9)$$

$$\bar{\nu} + e^- \rightarrow e^- + \bar{\nu} \quad (1.10)$$

Ce processus peut théoriquement avoir lieu avec n'importe lequel des leptons chargés, mais nous admettrons que l'électron est de loin le plus pratique pour constituer une cible. Cette réaction est accessible via le courant neutre pour l'ensemble des saveurs de neutrino. Cependant, il faut noter que pour le neutrino électronique, elle est aussi accessible à travers le courant chargé, ce qui augmente la section efficace globale. Du point de vue de la détection, il va falloir ici reconstruire le dépôt d'énergie de l'électron mis en mouvement. A haute énergie (> 100 MeV), cette réaction est bien adaptée aux détecteurs Cherenkov par exemple. A basse énergie (< 10 MeV), différents processus de bruit de fond pouvant entraîner des dépôts semblables rend ce type de réaction beaucoup plus difficile à détecter.

De la même manière, la diffusion cohérente d'un neutrino sur un noyau est possible :

$$\nu + A_N^Z \rightarrow A_N^Z + \nu \quad (1.11)$$

C'est un processus de courant neutre où, cette fois-ci, nous allons chercher à détecter le recul du noyau. Ce processus a l'avantage de posséder une grande section efficace d'interaction, qui évolue avec le carré du nombre de nucléons. Cependant, plus le noyau sera

lourd, plus le recul sera faible. Cette réaction, initialement proposée en 1977 [12], a été observée pour la première fois en 2017 par la collaboration COHERENT [13].

Le neutrino peut aussi être capturé par le noyau, comme ce fût le cas pour sa première détection :

$$\nu_e + A_N^Z \rightarrow e^- + A_{N-1}^{Z+1} \quad (1.12)$$

$$\bar{\nu}_e + A_N^Z \rightarrow e^+ + A_{N+1}^{Z-1} \quad (1.13)$$

Si le noyau utilisé comme cible n'est pas stable, la réaction devient exothermique et n'a plus de seuil. C'est ce qui rend ce processus très intéressant pour détecter des neutrinos dont l'énergie cinétique est extrêmement faible, comme d'hypothétiques neutrinos reliques émis à l'époque du Big-Bang.

Néanmoins, il est très difficile d'observer ce phénomène expérimentalement. Au regard de la faible section efficace, il faudrait pouvoir agréger une grande quantité d'un isotope radioactif, en plus de s'affranchir du bruit de fond induit par sa propre radioactivité. De ce fait, ce processus n'a pas encore été observé. L'expérience PTOLEMY [14], en cours de développement, prévoit de mesurer les neutrinos reliques via ce processus en utilisant une cible de ^3H ($Q_\beta = 18,6 \text{ keV}$).

Processus nucléaires à faibles seuils

L'interaction précédente, si elle a lieu avec un noyau stable, devient endothermique. La plus simple d'entre elle est l'"Inverse Beta Decay" (IBD), où le seuil est de 1,8 MeV. Nous discuterons cette interaction plus en détail dans la section 2.1 pour le cas spécifique du proton libre (hydrogène).

D'autres noyaux ont été utilisés comme cible. Nous pouvons notamment évoquer le cas du deutérium :

$$\nu_e + d \rightarrow e^- + p + p \quad (1.14)$$

$$\nu + d \rightarrow \nu + n + p \quad (1.15)$$

La première réaction relève du courant chargé, la deuxième du courant neutre. Nous verrons aussi le cas du Gallium dans la suite de ce manuscrit. Cette réaction est intéressante de par la nature de la voie de sortie, où plusieurs particules sont émises, permettant de réaliser des coïncidences diminuant ainsi l'importance du bruit de fond. Néanmoins, plus le noyau cible utilisé est lourd et complexe, plus le calcul des sections efficaces devient difficile, impactant ainsi la sensibilité de l'expérience.

Energies intermédiaires : 0,1 à 20 GeV

Plus l'énergie du neutrino incident augmente, plus le nombre de canaux disponibles est grand. Dans cette gamme en énergie, nous retrouvons en premier lieu la diffusion quasi-élastique :

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + p \quad (1.16)$$

$$\bar{\nu}_l + p \rightarrow l^+ + n \quad (1.17)$$

Cette réaction de courant chargé est très intéressante expérimentalement car elle permet de reconstruire la saveur du neutrino en voie d'entrée à partir de la saveur du lepton en voie de sortie. Toutefois, ces réactions sont soumises à un seuil en énergie correspondant

à la différence de masse entre le proton et le neutron, plus l'énergie de masse nécessaire à la création du lepton.

Suivant le courant neutre, nous pouvons aussi citer la diffusion élastique :

$$(\nu, \bar{\nu}) + (p, n) \rightarrow (p, n) + (\nu, \bar{\nu}) \quad (1.18)$$

Cette réaction est souvent utilisée en comparaison de la diffusion quasi-élastique, de façon à contraindre les systématiques.

Le neutrino peut aussi diffuser de façon inélastique sur un nucléon, à condition d'avoir suffisamment d'énergie pour peupler un état excité. La désexcitation de ce type d'état se fait très souvent par la production d'un nucléon et d'un pion, mais peut aussi résulter dans des voies de sortie beaucoup plus complexes. Ces processus ont beaucoup été étudiés dans les années 1970, 1980 et 1990 pour tester le Modèle standard. Nous ne nous attarderons pas dessus, ces voies de réaction n'étant pas favorisées pour l'étude des phénomènes qui nous intéressent dans ce manuscrit.

Hautes énergies : > 20 GeV

A des énergies aussi importantes, le neutrino peut alors interagir directement avec un quark. Ce processus est appelé *Deep inelastic scattering*, ou diffusion élastique profonde :

$$(\nu_l, \bar{\nu}_l) + N \rightarrow (l^-, l^+) + X \quad (1.19)$$

$$(\nu, \bar{\nu}) + N \rightarrow (\nu, \bar{\nu}) + X \quad (1.20)$$

La première réaction correspond à un courant chargé, la seconde à un courant neutre. Les énergies entrant en jeu dans ces processus entraînent la formation de cascades électromagnétiques, semblables à celles induites par le rayonnement cosmique dans la haute atmosphère. Il est intéressant de noter que, depuis quelques années, il est possible de détecter des neutrinos venant du cosmos avec des énergies allant jusqu'au PeV grâce à des détecteurs de grandes tailles.

Le Modèle standard a, jusqu'à maintenant, démontré une redoutable robustesse face aux expériences : il se révèle difficile à mettre en échec. L'étude du neutrino ne fait pas exception : l'ensemble des processus énoncés dans cette partie sont prédits par le modèle, et les sections efficaces mesurées sont systématiquement en accord avec la théorie. Toute fois, ce modèle n'est certainement pas complet. Il n'intègre pas la relativité générale et ne prend donc pas en compte la gravitation. De plus, il ne fournit pas d'explication sur la structure des familles de particules. Nous allons le voir dans la partie suivante, ce n'est pas le seul point de tension à l'heure actuelle.

1.1.4 L'histoire "parallèle"

Jusqu'ici ce chapitre s'est efforcé de dépeindre le neutrino comme une particule entrant parfaitement dans le modèle standard, malgré les difficultés expérimentales liées à sa détection. Il est maintenant temps d'explorer l'histoire "parallèle" du neutrino.

1.1.4.1 Début de l'enquête

Au début des années 60, Raymond Davis et ses collègues installent un détecteur Chlore-Argon dans la mine d'or de Homestake [15], aux États Unis, avec la ferme intention de

détecter les neutrinos émis par le soleil. Ce dernier est en effet une très grande source de neutrinos, notamment à travers deux processus :

- La **chaîne pp**, qui lors de la conversion de 4 protons en Hélium, va engendrer deux décroissances bêta pour produire les deux neutrons nécessaires, émettant alors deux neutrinos. Bien que produisant la vaste majorité des neutrinos solaires, l'énergie maximale acquise par le neutrino (<425 keV) le rend difficile à détecter.
- Le **Bore-8** produit en quantité beaucoup plus raisonnable des neutrinos à travers sa décroissance bêta+ vers le Bérylyum-8 [16]. Cependant, l'énergie maximale de ce processus atteint 15 MeV, le rendant bien plus adapté à la détection, spécialement avec les technologies disponibles dans les années 1960.

C'est ces derniers qui seront donc détectés par l'expérience de Homestake, avec un détecteur d'un volume de 380m^3 de tetrachloroethylene, riche en chlore. La détection est assurée par la mesure de la quantité de ^{37}Ar produit par la réaction 1.21.



L'argon ainsi produit est ensuite extrait du liquide et détecté grâce à la capture électronique :



Malgré le large volume de l'expérience, seulement une capture électronique était détectée tous les deux jours. Après plusieurs années de prise de données, cette expérience observa un déficit de deux tiers dans le flux de neutrinos solaires comparé aux prédictions théoriques. Bien évidemment, le Modèle standard Solaire n'étant qu'à ses débuts, il fût tout de suite mis en cause. L'utilisation d'une technique radiochimique pour la détection a aussi apporté son lot de questions. Pour finir, la méthode de détection n'était sensible qu'aux neutrinos produits par la réaction Bore-8, seule contribution significative au dessus du seuil de réaction de la réaction bêta inverse chlore-argon.

1.1.4.2 Accumulation des indices

Au début des années 90, deux nouvelles expériences radiochimiques, Soviet-American Gallium Experiment (SAGE) et Gallium Experiment (GALLEX), sont en capacité de réaliser la première mesure des neutrinos émis par la chaîne pp, grâce à la réaction (1.23) et son seuil de 233 keV :



La mesure, uniquement sensible au courant chargé, montre un déficit de l'ordre de 50 % par rapport au flux prédit par le Modèle Standard Solaire [17, 18]. Malheureusement il reste difficile de conclure, ces expériences n'apportant que peu d'informations sur les neutrinos détectés.

1.1.4.3 La confirmation

L'hypothèse des oscillations de neutrinos, comme proposée initialement par Pontecorvo, semble de plus en plus probable. C'est alors que deux expériences novatrices font leur entrée.

Super-Kamiokande

L'expérience Super-Kamiokande détecte les neutrinos solaires à travers la diffusion élastique sur un électron du volume d'eau du détecteur. L'électron ainsi mis en mouvement va ensuite produire un cône de lumière par effet Cherenkov. L'expérience observa un déficit du flux de neutrinos solaires de $0,46 \pm 0,05(\text{sys.}) \pm 0,06(\text{stat.})$ par rapport à la valeur attendue.

Cette expérience est aussi sensible à des énergies bien supérieures, comme celles des neutrinos produits dans l'atmosphère par l'interaction des rayonnements cosmiques. Avec des énergies de l'ordre du GeV, ces neutrinos peuvent interagir dans le détecteur et produire des muons. En utilisant les propriétés d'émission de la lumière Cherenkov, il est possible de dissocier la composante électronique et muonique du flux atmosphérique. Le détecteur permettant de reconstruire la directionnalité des neutrinos interagissant, il est ainsi possible de comparer le flux relatif ν_e/ν_μ en fonction de la distance au vertex de production. Un déficit clair est observé entre les neutrinos produits au-dessus du détecteur et ceux traversant la terre [19].

SNO

L'expérience canadienne Sudbury Neutrino Observatory (SNO) a pour but de mettre un terme aux débats à propos de l'anomalie des neutrinos solaires. Pour ce faire, elle doit mesurer sans ambiguïté à la fois le flux de neutrinos de toutes les saveurs avec la même efficacité, ainsi que le flux de neutrinos électroniques.

La réaction de cassure du deutérium possède un seuil de réaction relativement faible tout en étant sensible aux trois saveurs de neutrinos :

$$\nu + d \rightarrow n + p + \nu \quad (1.24)$$

L'émission d'un neutron permet d'avoir une signature claire de l'événement. L'énergie des neutrinos solaires ne permettant pas de produire des leptons lourds, la réaction suivante est alors uniquement accessible aux neutrinos électroniques :

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (1.25)$$

Un troisième processus est envisageable pour la détection : la diffusion élastique sur l'électron. Le flux attendu pour chacun des processus, ainsi que les résultats [20, 21], peuvent être résumés comme suit :

$$\phi_{neutre} = \phi_{\nu_e} + \phi_{\nu_\mu} + \phi_{\nu_\tau} \quad (1.26)$$

$$= 5.09^{+0.44}_{-0.43}(\text{stat.})^{+0.46}_{-0.43}(\text{syst.}) \text{ SNU} \quad (1.27)$$

$$\phi_{chargé} = \phi_{\nu_e} \quad (1.28)$$

$$= 1.76^{+0.06}_{-0.05}(\text{stat.})^{+0.09}_{-0.09}(\text{syst.}) \text{ SNU} \quad (1.29)$$

$$\phi_{elastique} = \phi_{\nu_e} + 0.15(\phi_{\nu_\mu} + \phi_{\nu_\tau}) \quad (1.30)$$

$$= 2.39^{+0.24}_{-0.23}(\text{stat.})^{+0.12}_{-0.12}(\text{syst.}) \text{ SNU} \quad (1.31)$$

Le flux via le canal neutre vient confirmer le flux prédit par les modèles solaires, là où le canal chargé confirme les mesures réalisées par les précédentes expériences. Il y a donc deux tiers du flux de neutrinos électroniques produit dans le soleil qui sont détectés en neutrinos muon et tau, après oscillation de saveurs lors de leur trajet.

Les expériences Super-Kamiokande et SNO reçoivent le Prix Nobel de physique en 2015, pour la découverte des oscillations de neutrinos.

1.1.5 Le formalisme des oscillations de neutrinos

La description phénoménologique des oscillations de neutrinos commence très tôt. L'extension théorique du Modèle standard permettant de décrire ce phénomène a été formulée par Maki, Nagawa, Sakata et Pontecorvo [22, 23]. Il y est admis que les neutrinos interagissent avec la matière comme des états propres de saveurs, dont nous avons déjà parlé : ν_e , ν_μ et ν_τ . En considérant que les états propres de saveurs sont différents des états propres de l'Hamiltonien, le neutrino n'est plus propagé comme un état pur, mais comme une superposition des trois états ν_1 , ν_2 et ν_3 , nommés états propres de masse. Il en résulte deux bases d'états propres, l'une régissant l'interaction, et l'autre la propagation de la particule. Le lien entre les deux bases est réalisé grâce à une matrice de mélange appelée matrice PMNS (pour Pontecorvo, Maki, Nagawa et Sakata) :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

Nous pouvons décomposer cette matrice pour faire apparaître trois matrices de rotation :

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\beta} \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

où $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. Nous faisons ainsi apparaître 3 angles de mélanges (θ_{12} , θ_{13} et θ_{23}), et trois phases de violations de CP : une phase dite de Dirac (δ) et deux phases dites de Majorana (α et β). Dans la suite du manuscrit, nous négligerons les phases de Majorana, ces dernières n'intervenant pas dans le processus d'oscillation.

Nous pouvons exprimer l'état de saveur α d'un neutrino comme la superposition d'état de masse :

$$|\nu(t=0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.34)$$

L'évolution dans le temps des différents états de masse résulte de l'équation de Schrödinger :

$$|\nu(t)\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} \sum_\beta U_{\beta i} |\nu_\beta\rangle \quad (1.35)$$

où E_i est la valeur propre de l'Hamiltonien pour l'état de masse i .

1.1.5.1 Approximation à deux saveurs

Afin de développer le formalisme, nous nous plaçons dans le cas où seulement deux états de saveurs existent, ν_α et ν_β . Ils sont reliés à deux états de masse ν_1 et ν_2 par la matrice de rotation :

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.36)$$

faisant apparaître l'unique angle de mélange θ . Ainsi, en considérant 1.34 et 1.35, l'évolution temporelle des deux états suit les équations :

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \cos\theta e^{-iE_1 t} |\nu_1\rangle + \sin\theta e^{-iE_2 t} |\nu_2\rangle \quad (1.37)$$

$$|\nu_\beta(t)\rangle = -\sin\theta e^{-iE_1 t} |\nu_1\rangle + \cos\theta e^{-iE_2 t} |\nu_2\rangle \quad (1.38)$$

La probabilité $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}$ d'observer dans l'état β un neutrino émis dans l'état α est égale à l'amplitude :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \left(\sin(2\theta) \sin\left(\frac{E_2 - E_1}{2} t\right) \right)^2 \quad (1.39)$$

Cette probabilité est aussi connue comme la probabilité d'apparition. Le neutrino, de par sa faible masse, peut être considéré comme relativiste. Ainsi, nous pouvons considérer que le temps de parcours t est proportionnel à la distance L^2 . Nous pouvons aussi considérer que :

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \approx p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \quad (1.40)$$

où p_i peut être remplacé par l'énergie moyenne E des états de masse. Il est maintenant possible de réécrire (1.39) :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \left(\sin(2\theta) \sin\left(\frac{m_2 - m_1}{2E} L\right) \right)^2 \quad (1.41)$$

Nous posons maintenant $\Delta m^2 = m_2 - m_1$. Considérant L en mètre, E en MeV et Δm^2 en eV^2 , nous obtenons :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1,27 \Delta m^2 \frac{L}{E}\right) \quad (1.42)$$

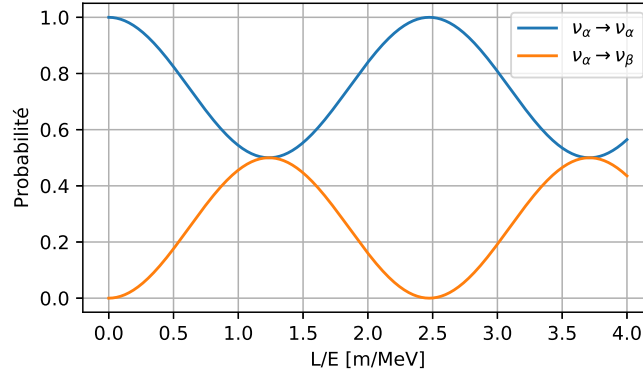
Nous pouvons dès lors déduire deux conditions nécessaires à l'observation d'oscillations de neutrinos. Premièrement, $\sin^2(2\theta)$ doit être différent de 0. Deuxièmement, Δm^2 doit lui aussi être différent de 0, ce qui implique qu'au moins un des deux états de propagation a une masse différente de 0. Contrairement à la vision historique du Modèle standard, l'extension théorique décrivant les oscillations de neutrinos requiert donc que le neutrino ait une masse.

Un exemple d'oscillation à deux saveurs est présenté figure 1.4 pour $\theta = \frac{\pi}{8}$ et $\Delta m^2 = 1 eV^2$. L'angle de mélange θ définit l'amplitude de l'oscillation, égale dans ce cas à $\sin^2(2\theta) = 0.5$. Le terme Δm^2 quant à lui détermine la position du maximum d'amplitude, suivant la relation :

$$\left(\frac{L}{E}\right)^{max} = \frac{\pi}{2 \times 1,27 \times \Delta m^2} \quad (1.43)$$

Schématiquement, θ et Δm^2 sont les paramètres que les expériences d'oscillations vont sonder. Pour ce faire, il faudra ajuster le rapport L/E avec l'énergie du flux de neutrinos étudié et la position du détecteur afin d'optimiser la sensibilité.

²Dans le système d'unité naturelle.


 FIGURE 1.4 – Oscillations à deux saveurs, pour le cas $\theta = \frac{\pi}{8}$ et $\Delta m^2 = 1 eV^2$.

1.1.5.2 Généralisation à 3 saveurs

La forme générale de la probabilité d'oscillation d'une saveur α vers une saveur β s'exprime comme suit :

$$\begin{aligned}
 P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{k=2}^3 \sum_{j=1}^{k-1} \text{Re}[U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{4E} \right) \\
 &\quad + 2 \sum_{k=2}^3 \sum_{j=1}^{k-1} \text{Im}[U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{4E} \right) \\
 P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}(L, E) &= 1 - 4 \sum_{k=2}^3 \sum_{j=1}^{k-1} |U_{\alpha k}|^2 |U_{\alpha j}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{4E} \right)
 \end{aligned} \tag{1.44}$$

Considérant 3 états propres de saveur, et donc 3 états propres de masse, les 6 paramètres de la matrice PMNS à déterminer sont les trois angles de mélange θ_{12} , θ_{13} et θ_{23} , les deux écarts de masse au carré Δm_{21}^2 et $\Delta^2 m_{32}$, et enfin la phase de violation de CP δ_{CP} . En toute rigueur, nous devons considérer 3 écarts de masse pour décrire l'ensemble du système. Cependant l'un des trois écarts de masse, Δm_{21}^2 , est beaucoup plus faible que les deux autres (voir tableau 1.1). Nous allons donc considérer :

$$\Delta m_{23}^2 = \Delta m_{21}^2 + \Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{31}^2 \tag{1.45}$$

Une autre question peut être posée : quelle est la hiérarchie des masses ? Comme nous pouvons le voir sur le schéma figure 1.5, en partant des écarts de masse au carré, il existe deux possibilités de hiérarchie de masse :

- $m_1 < m_2 \ll m_3$, appelée hiérarchie normale.
- $m_3 \ll m_1 < m_2$, appelée hiérarchie inverse.

Dans la suite, nous allons nous intéresser aux types d'expériences sondant les différents paramètres. Afin de résumer les résultats des différentes expériences, nous utilisons les valeurs des ajustements réalisés par NuFit [24], présentés dans le tableau 1.1.

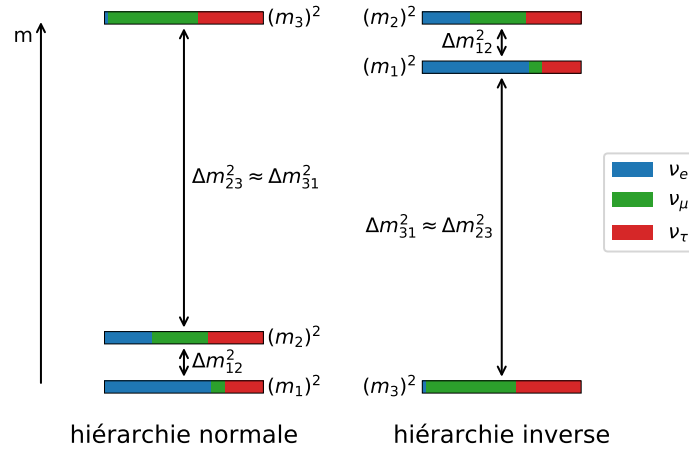


FIGURE 1.5 – Représentation des deux possibilités de hiérarchie pour les 3 états de masse du neutrino. Les couleurs représentent la composante de chaque saveur dans un état de masse donné.

Neutrinos "solaires" et "réacteurs" : Δm_{21}^2 et θ_{12}

La disparition des neutrinos électroniques émis par le Soleil sont à l'origine de la découverte des oscillations de neutrinos. Dans ce cas, contrairement aux formalismes énoncés précédemment, nous n'avons pas affaire à des oscillations dans le vide mais à des oscillations dans la matière. L'oscillation se produit lorsque le neutrino s'échappe du cœur de l'étoile, où ont lieu les réactions de fusion. Lors de cette fuite, il rencontre une importante densité de matière, et donc d'électrons, qui viennent ajouter un terme de potentiel faible à la propagation du neutrino. Ce phénomène, appelé effet Mikheïv-Smirnov-Wolfenstein (MSW), est principalement sensible à θ_{12} et Δm_{21}^2 . Parmi les expériences solaires, nous pouvons citer Homestake, GALLEX, SAGE, SNO et Super-Kamiokande.

Les expériences réacteurs "longue distance" sont aussi sensibles à ces deux paramètres. Le maximum d'oscillation se trouvant aux alentours d'un $L/E \approx 16$ km/MeV, l'énergie des anti-neutrinos émis par un réacteur est spécialement bien adaptée à cette mesure, pour des distances de l'ordre de 50-100 km. L'expérience KamLAND illustre ce type de mesure, utilisant les anti-neutrinos issus de 55 réacteurs japonais, avec une distance moyenne de 180 km. L'expérience réacteur à longue distance Jiangmen Underground Neutrino Observatory (JUNO), pour laquelle le début des prises de données est prévu en 2020, prévoit de mesurer θ_{12} , Δm_{21}^2 avec une précision inférieure au pourcent.

Neutrinos "atmosphériques" et "accélérateurs" : Δm_{31}^2 et θ_{23}

Les rayonnements cosmiques, en entrant dans l'atmosphère, produisent des mésons et des muons. La décroissance de ces derniers est une source importante d'(anti-)neutrinos électroniques et muoniques à des énergies de l'ordre du GeV. Cette source est particulièrement intéressante pour les études d'oscillations, les neutrinos étant produits tout autour du globe terrestre. L'angle d'incidence du neutrino permet alors de remonter à la distance de l'interaction, allant de ≈ 100 km pour des neutrinos produits au dessus du détecteur, à ≈ 10000 km pour ceux produits de l'autre côté du globe. Ce type d'expérience peut

aisément couvrir des L/E de l'ordre de 1 à 10000. L'observation de la probabilité de disparition des neutrinos muoniques dans cette gamme de L/E est spécialement sensible à l'angle θ_{13} . Parmi ces expériences, nous pouvons citer Antares (France), BDUNT (Russie) et IceCube (Antarctique). Un nouvel observatoire en Méditerranée, ORCA (collaboration Km3-net), qui va succéder à Antares, vise une sensibilité au pourcent sur les paramètres θ_{22} et Δm_{31}^2 en plus de la possibilité de sonder la hiérarchie de masse en quelques années.

Il est aussi possible d'utiliser des neutrinos produits par accélérateur pour contraindre ces paramètres. Nous citerons d'abord T2K, pour "Tokai to Kamioka", utilisant un faisceau de ν_μ provenant de l'accélérateur J-PARC (Tokai) détectés dans Super-Kamiokande après 295 km de parcours à travers la Terre. Nous pouvons aussi mentionner l'expérience NO ν A (USA), avec une distance source-détecteur de 810 km. Ces deux expériences, en plus de leur sensibilité à θ_{13} (voir figure 1.6), sont sensibles à la phase δ_{CP} grâce au long parcours des neutrinos dans la matière. Ces derniers, en présence du potentiel de courant chargé induit par la matière composant la Terre (électrons, protons et neutrons) voient leur probabilité d'oscillation affectée d'une façon différente entre le mode neutrino et anti-neutrino.

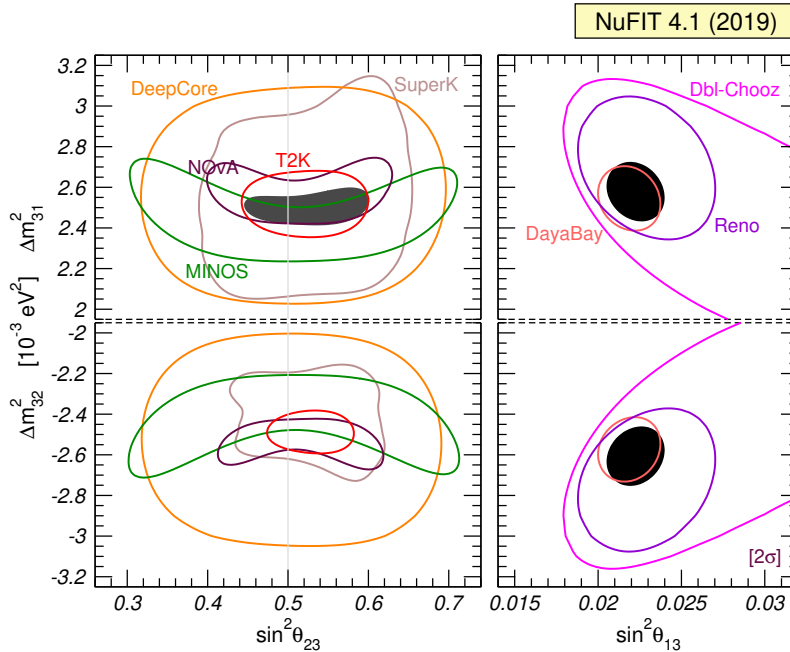


FIGURE 1.6 – Zone autorisée à 90 % de l'intervalle de confiance pour les paramètres Δm_{32}^2 (hiérarchie inverse) et Δm_{31}^2 (hiérarchie normale), $\sin^2 \theta_{23}$ et $\sin^2 \theta_{13}$. SuperK réfère aux données atmosphériques de Super-Kamiokande, et T2K aux données accélérateur du même détecteur [24].

Neutrinos "réacteurs" et "accélérateurs" : θ_{13}

L'angle de mélange θ_{13} est le plus faible des trois connus, ce qui le rend spécialement difficile à sonder. La première preuve expérimentale pour $\theta_{13} > 0$ provient du secteur neutrinos "accélérateurs", plus précisément de T2K en 2011 [25]. Cette observation sera vite validée dans le secteur "réacteurs".

Les expériences Double-Chooz (France), RENO (Corée du Sud) et Daya Bay (Chine) sont toutes les trois basées sur la même technologie : la détection du neutrino par la réaction bêta inverse, dans un volume de liquide scintillant dopé au Gadolinium comme

Paramètres	Meilleur ajustement ($\pm 1\sigma$)
θ_{12} [°]	$33,82^{+0,78}_{-0,76}$
θ_{23} [°]	$49,6^{+1,0}_{-1,2}$
θ_{13} [°]	$8,61^{+0,13}_{-0,13}$
Δm_{21}^2 [$10^{-5} eV^2$]	$7.39^{+0,21}_{-0,20}$
Δm_{31}^2 [$10^{-3} eV^2$]	$2.525^{+0,033}_{-0,032}$
δ_{CP} [°]	215^{+40}_{-29}

TABLEAU 1.1 – Résumé des paramètres de la matrice PMNS. Les valeurs ainsi que les incertitudes sont issues de l'ajustement global NuFit-4.0 [24].

absorbant pour le neutron de la réaction. Basées auprès de réacteurs commerciaux, elles ont accès à des flux de neutrinos très importants. Double-Chooz confirme le résultat de T2K en 2012 [26]. Daya Bay obtiendra ensuite la mesure la plus précise de cet angle de mélange [27], comme nous pouvons voir sur la figure 1.6. La sensibilité de ces expériences à Δm_{32}^2 est aussi compétitive avec les expériences "accélérateurs".

Le formalisme des oscillations de neutrinos, confirmé par beaucoup d'expériences, est en passe d'être résolu au niveau du pourcent pour l'ensemble des paramètres de la matrice PMNS. La hiérarchie de masse devrait elle aussi être sondée dans les années à venir. Dans la partie suivante, nous nous intéresserons à plusieurs anomalies, venant potentiellement exposer d'autres faiblesses du Modèle standard dans le secteur des neutrinos.

1.2 Anomalies "courte distance" et neutrino stérile

L'existence de neutrinos stériles est proposée par plusieurs extensions du Modèle standard. A titre d'exemple le mécanisme Seesaw, visant à expliquer la masse des neutrinos connus, fait appel à des neutrinos droits lourds interagissant avec les trois neutrinos gauches connus. Les neutrinos droits ne pouvant pas interagir via l'interaction faible, ils sont ainsi qualifiés de "stériles".

D'autres anomalies font appel à des neutrinos stériles pour expliquer des anomalies observées à courte distance, pour des L/E de l'ordre de 1.

1.2.1 Anomalie "Gallium"

Une de ces anomalies provient des expériences solaires GALLEX et SAGE. Le résultat qui nous intéresse ici ne vient pas de la prise de données physique, mais des calibrations. L'objectif de l'expérience étant de mesurer des neutrinos venant de la chaîne p-p, la calibration nécessitait des neutrinos d'énergie faible. Pour ce faire, deux sources radioactives produisant des ν_e monoénergétiques par capture électronique ont été utilisées :

$${}^{51}\text{Cr} \rightarrow {}^{51}\text{V} + \nu_e \quad (Q_{EC} = 752 \text{ keV}) \quad (1.46)$$

$${}^{37}\text{Ar} \rightarrow {}^{37}\text{Cl} + \nu_e \quad (Q_{EC} = 814 \text{ keV}) \quad (1.47)$$

Les neutrinos étaient détectés suivant la réaction (1.23), de la même manière que les neutrinos solaires. Lors de ces calibrations, les deux expériences ont observé un ratio du nombre de neutrinos détectés sur le nombre attendu de $R = 0,84 \pm 0,05$ [28]. Cette anomalie pourrait être expliquée par une oscillation vers une saveur stérile, avec un $\Delta m_{14}^2 > 0,35 \text{ eV}^2$ et un $\sin(2\theta_{14}) > 0,07$ [29]. La significativité de ce résultat a pendant longtemps été estimée à $3,0\sigma$. Cependant, des travaux récents visant à calculer la section efficace d'interaction des neutrinos sur le ${}^{71}\text{Ga}$ ont diminué cette dernière de 4,4%, diminuant ainsi la significativité de $3,0\sigma$ à $2,3\sigma$ [30].

Afin de contraindre cette anomalie, l'expérience CeSOX [31, 32] planifiait d'installer une source d'environ 5 PBq auprès du détecteur de neutrinos solaires BoreXino. La source de ${}^{144}\text{Ce}$ émet, à travers la cascade ${}^{144}\text{Ce} \rightarrow {}^{144}\text{Pr} \rightarrow {}^{144}\text{Nd}$, des anti-neutrinos en dessous de 3 MeV. En couvrant des distances allant de 5 m à 10 m, elle aurait permis de couvrir une large gamme de L/E. Face aux difficultés de production d'une source aussi importante, la collaboration a annoncé l'abandon du projet en 2018.

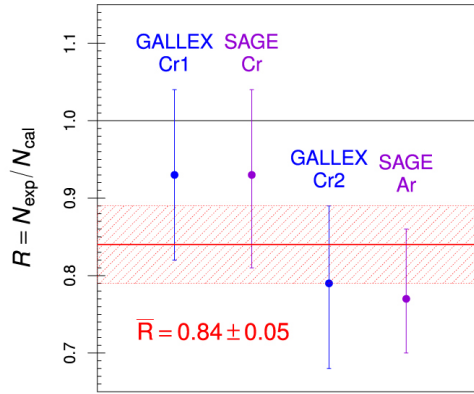


FIGURE 1.7 – Rapport du nombre de neutrinos mesurés sur attendus pour les différentes configurations utilisées [28].

1.2.2 Anomalie "accélérateur"

L'expérience Liquid Scintillator Neutrino Detector (LSND), situé au LAMPF à Los Alamos (USA), fût initialement conçue pour l'étude du canal d'oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Active de 1993 à 1998, le flux de neutrinos était produit par l'interaction d'un faisceau de protons sur une cible. Le détecteur, situé à 30 m de la zone de production des neutrinos, est fait d'un réservoir cylindrique contenant 167 tonnes de liquide scintillant. La lumière, produite à la fois par effet Cherenkov et par scintillation, était lue grâce à 1220 PMTs. Le canal initial $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ a été étudié via l'IBD avec un flux de neutrinos d'énergie allant de 20 MeV à 200 MeV. Le positron est associé à une émission Cherenkov ainsi qu'une scintillation, là où le neutron est associé à un gamma de 2.2 MeV produit par la capture sur l'hydrogène. Dans ce canal, LSND observe un excès de $87,9 \bar{\nu}_e$, significatif à $3,8\sigma$ (voir figure 1.9). Cet excès pourrait correspondre à une oscillation vers un neutrino stérile avec $\Delta m_{14}^2 > 0,1 \text{ eV}^2$. L'expérience KARMEN a elle aussi étudié un flux de neutrinos "accélérateur", à une distance de 17,7 m. Bien que cette dernière ne voit pas d'excès dans ses données, l'analyse conjointe des deux expériences contraint Δm_{14}^2 à des valeurs inférieures à 10 eV^2 , favorisant la zone $\Delta m_{14}^2 < 1 \text{ eV}^2$.

MiniBooNE, conçu pour tester l'anomalie observée par LSND, est une expérience utilisant un détecteur de 800 tonnes d'huile minérale. Les neutrinos interagissants produisent

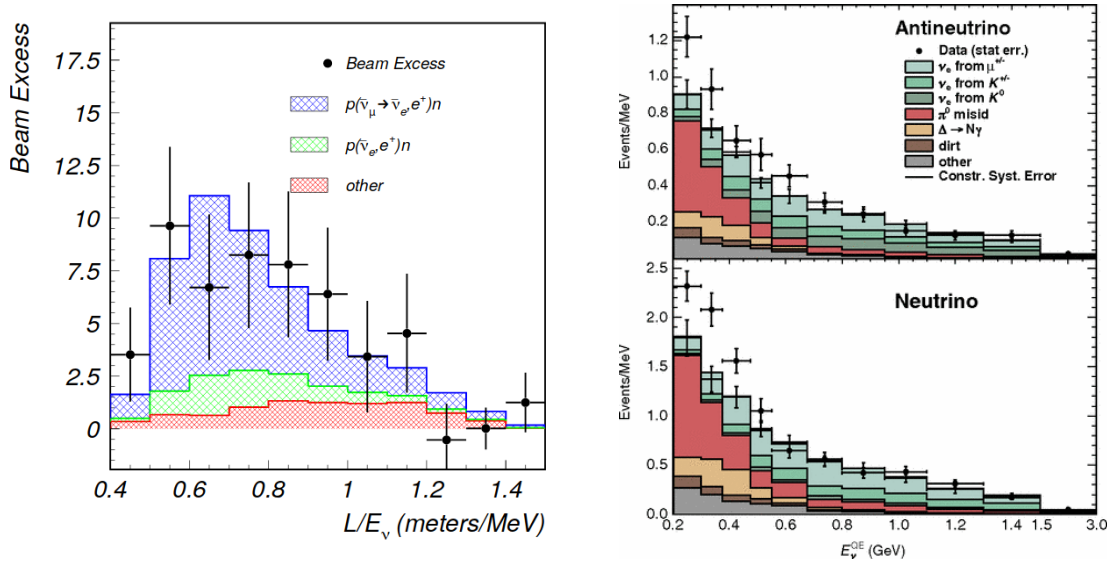


FIGURE 1.8 – Gauche : L/E mesuré par l'expérience LSND, montrant un excès [33]. Droite : Energies reconstruites par l'expérience MiniBooNE pour le mode neutrino (haut) et anti-neutrino (bas) [34].

des leptons chargés (muons ou électrons), qui sont détectés et identifiés par la production de lumière Cherenkov. Le détecteur se situe à une distance de 541 m de la source, pour un spectre en énergie des neutrinos piqués à 800 MeV. Ainsi, l'expérience sonde un L/E similaire à celui de LSND, mais avec des systématiques liées aux détecteurs et au bruit de fond différentes. L'expérience a pris des données de 2002 à 2012, alternant entre les modes neutrinos et anti-neutrinos. Les résultats pour les deux modes montrent un excès respectif de $3,4\sigma$ et $2,8\sigma$ pour le mode neutrino et anti-neutrino, dans la région des faibles énergies (< 475 MeV) [34]. Cet excès est compatible avec une oscillation dans la région des $0,01 < \Delta m_{14}^2 < 1,0 \text{ eV}^2$, recouvrant en partie les paramètres favorisés par LSND.

L'expérience MicroBooNE se place dans la continuité de ce programme expérimental. Cette fois-ci, le détecteur est une chambre à projection temporelle, utilisant de l'argon liquide. Prenant actuellement des données, elle devrait apporter une nouvelle contrainte sur cet excès à basse énergie dans le secteur "accélérateur" dans les années à venir.

1.2.3 Anomalie "Réacteur" (RAA)

Depuis la première détection de neutrinos, les réacteurs sont restés une source importante de neutrinos notamment pour les expériences d'oscillations. De 1990 à 2010, un grand nombre d'expérience a mesuré le flux et parfois le spectre des neutrinos émis par des réacteurs nucléaires pour des distances inférieures à la centaine de mètres. Jusqu'à 2010, toutes ces expériences étaient en accord avec les prédictions théoriques de flux émis par le réacteur, propagé selon l'hypothèse classique de 3 neutrinos. En moyenne le rapport du nombre de $\bar{\nu}_e$ détectés sur le nombre attendu est observé comme étant $R = 0,976 \pm 0,024$ [35]. En 2011, en préparation de l'expérience Double-Chooz, les spectres neutrinos induits par la fission des isotopes présents dans les réacteurs, ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu a été ré-évalué. La propagation des spectres bêta intégrés, servant de base à la construction de la prédiction de spectre, a été améliorée en tirant notamment partie de la plus grande quantité d'informations disponibles dans les bases de données nucléaires et des corrections du modèle de Fermi (plus de détails section 1.3.1).

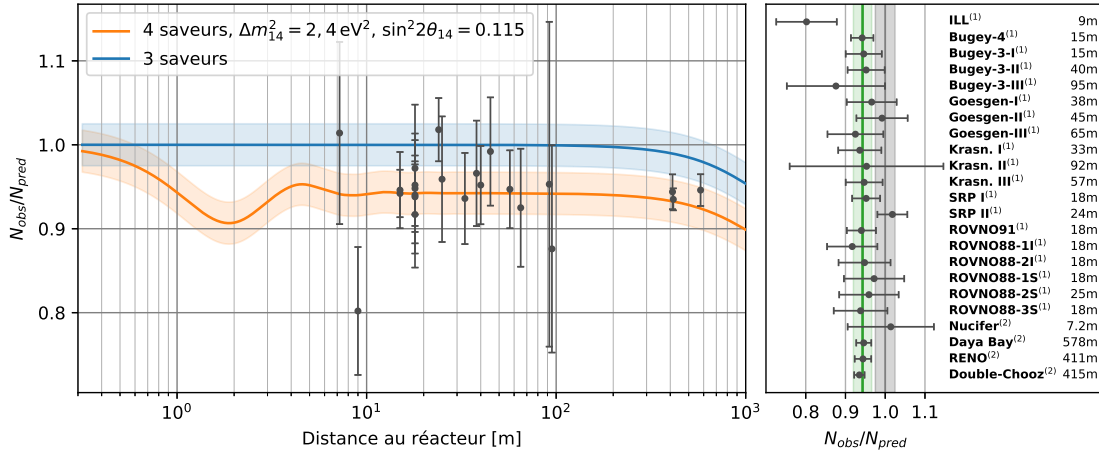


FIGURE 1.9 – Rapport entre le flux $\bar{\nu}_e$ mesuré et le flux attendu. Gauche : rapport en fonction de la distance. Le modèle 3 saveurs correspond à une oscillation entre les 3 saveurs connues, suivant les paramètres de NuFit4 [24]. "4 saveurs" est basé sur les mêmes paramètres, ajoutant une 4ème saveur suivant le meilleur ajustement de l'anomalie "réacteur" comme présenté dans [35]. Droite : détail par expérience. Les barres d'incertitude représentent les incertitudes de mesure. La bande grisée représente l'incertitude sur les prédictions (2,5 % en moyenne). La bande verte représente la valeur moyenne et son incertitude [35]. Références pour les valeurs utilisées : ¹ [35], ² [36].

Cette mise à jour a entraîné une augmentation du flux prédit de 3,5 %. Cette augmentation, précédée par une ré-évaluation de la section efficace (voir section 2.1), a ensuite été propagée pour les résultats des précédentes expériences "réacteurs". Il en résulte une évolution du rapport nombre de neutrinos détectés sur attendu $R = 0,943 \pm 0,023$ [35], dès lors éloigné à plus de 3σ de l'unité. Cette tension supplémentaire avec le modèle à trois neutrinos pourrait être expliquée par une saveur additionnelle pour $\Delta m_{14} > 1,15 \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{14} = 0,14 \pm 0,08$.

Déformation du spectre : anomalie des 5 MeV

Une autre anomalie est rapportée dans le secteur "réacteur", sans que celle-ci puisse être directement expliquée par un neutrino stérile. Double-Chooz est la première expérience à avoir observé un excès dans le spectre $\bar{\nu}_e$ aux alentours de 5 MeV [37], confirmé par Daya Bay [38] et RENO [39] (voir figure 1.10).

Dans l'attente de données provenant d'autres expériences, beaucoup d'hypothèses sont explorées. Daya Bay et RENO observent une corrélation entre l'amplitude de cet excès et la quantité de ^{235}U , diminuant au fur et à mesure que le combustible est consommé [40, 41], incriminant spécifiquement les prévisions théoriques concernant cet isotope. Un problème venant des prédictions théoriques ne peut être exclu, et ceux pour tous les isotopes fissiles. Un biais dans la calibration des détecteurs, tous basés sur des liquides scintillants dopés au Gd, pourrait aussi faire apparaître une distorsion du spectre [42]. La possibilité de physique au delà du modèle standard est aussi explorée pour expliquer cette anomalie [43]. Afin d'isoler l'origine de cette anomalie, il est nécessaire d'obtenir des résultats pour des réacteurs, combustibles et détecteurs différents.

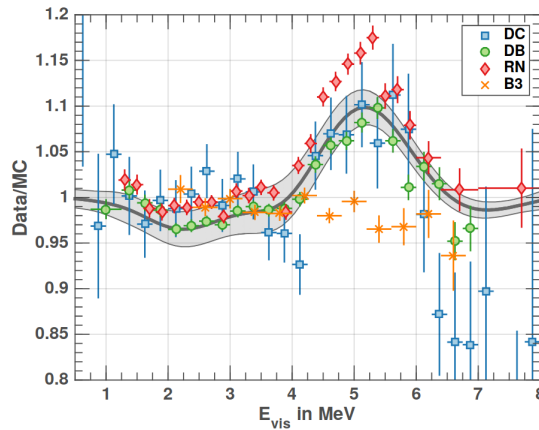


FIGURE 1.10 – Rapport de l'énergie observée sur l'énergie attendue pour 4 expériences neutrinos réacteurs. Nous pouvons y voir un excès significatif aux alentours de 5 MeV. DC : Double-Chooz, DB : Daya Bay, RN : RENO, B3 : Bugey-3 [42].

1.2.4 Plusieurs anomalies, une seule explication ?

Comme nous l'avons vu, un faisceau d'indices pousse à la recherche d'un neutrino stérile aux alentours de $\Delta m_{14}^2 \approx 1 \text{ eV}^2$. Les tentatives d'ajustement combinées des différentes expériences montrent cependant une tension importante entre les résultats basés sur des mesures de disparition (anomalies Gallium et Réacteur) et ceux provenant des expériences d'apparition (anomalie accélérateur) [44]. Si nous voulions être exhaustif, l'image globale est bien plus riche, comprenant aussi des contraintes provenant du secteur "atmosphérique" et "accélérateur" à longue distance. Les modèles cosmologiques eux aussi amènent des contraintes quand à l'existence d'états propres du neutrino à des masses supérieures, et donc influençant l'évolution de l'univers par gravitation. Le choix assumé de ce manuscrit est de se focaliser sur les anomalies ayant motivé l'effort expérimental actuel. Beaucoup d'expériences en cours ou à venir se focalisent sur l'étude de ces anomalies. Plus particulièrement, dans la partie suivante, nous nous intéresserons à la façon de sonder l'hypothèse du neutrino stérile à travers les expériences "réacteurs" à très courte distance.

1.3 Sonder l'anomalie "réacteur"

Dans cette partie, nous explorons comment sonder l'anomalie "réacteur", en commençant par nous intéresser aux modes de production et de détection des anti-neutrinos émis par un réacteur.

1.3.1 Calcul de flux réacteur

La puissance des réacteurs nucléaires provient de la fission des isotopes ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu . Les produits de fissions sont des noyaux riches en neutrons, et vont donc subir plusieurs désintégrations bêta pour atteindre la stabilité. Ces décroissances successives entraînent l'émission d'un grand nombre d'anti-neutrinos électroniques, de l'ordre de 5 à 6 par fission en moyenne (voir figure 1.11).

Il est possible de relier le spectre $\bar{\nu}_e$ à la contribution des différents isotopes fissionnants

k par la relation [45] :

$$S(E_\nu) = \sum_k f_k \left(\frac{dN_k}{dE_\nu} \right) \quad (1.48)$$

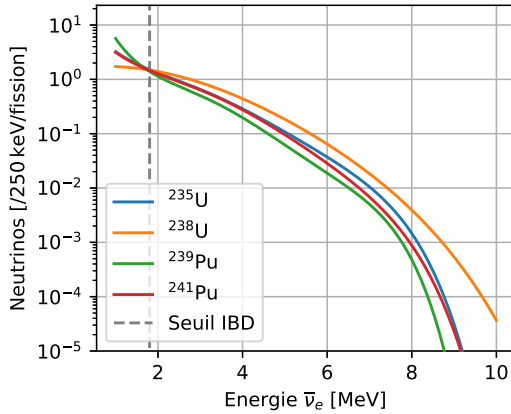
où f_k est le nombre de fission de l'isotope k et $\frac{dN_k}{dE_\nu}$ le spectre en énergie du même isotope normalisé au nombre de fission. Il est possible de relier le nombre de fission f_k à la puissance thermique du réacteur W_{th} par la relation :

$$W_{th} = \sum_k f_k e_k \quad (1.49)$$

où e_k est l'énergie thermique moyenne, typiquement de 180 MeV à 200 MeV, libérée par une fission de l'isotope k . Comme nous le verrons dans la section 2.4.3, il est plus pratique d'exprimer le spectre en fonction de la contribution de chaque isotope fissile au taux de fission totale F :

$$S(E_\nu) = \frac{W_{th}}{\sum_k (f_k/F) e_k} \sum_k \frac{f_k}{F} \left(\frac{dN_k}{dE_\nu} \right) \quad (1.50)$$

Une des premières sources d'incertitudes sur l'intégrale du spectre en énergie provient de la mesure de la puissance thermique ainsi que des fractions de fissions provenant de chaque isotope. La première peut par exemple être déterminée en réalisant la balance thermique du circuit primaire, ou par mesure du flux neutronique. La contribution des différents isotopes au taux de fission est quant à elle typiquement obtenue via des codes d'évolution basés sur de la simulation Monte-Carlo. Nous allons maintenant nous intéresser aux méthodes disponibles pour accéder au terme $\frac{dN_k}{dE_\nu}$.



Isotope	$\langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle$	$\langle N_{\bar{\nu}_e} \rangle$	$\langle N_{\bar{\nu}_e}^{E_{\bar{\nu}_e} > 1,8 \text{ MeV}} \rangle$
^{235}U	3,01	5,58	1,86
^{238}U	3,15	6,69	2,42
^{239}Pu	2,89	5,09	1,42
^{241}Pu	2,97	5,89	1,77

FIGURE 1.11 – Gauche : spectres en énergie des anti-neutrinos émis par les 4 isotopes fissiles considérés. Droite : tableau résumant la multiplicité moyenne et l'énergie moyenne des neutrinos émis au-dessus du seuil de l'IBD pour les quatre isotopes.

"Conversion method"

La première méthode, encore à l'heure actuelle la plus répandue, se base sur des mesures du spectre en énergie des électrons émis par la fission des différents isotopes. Les isotopes ^{235}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu ont été mesurés dans les années 80 à l'ILL (France) [46, 47, 48]. L' ^{238}U , qui fissionne par capture de neutrons rapides, n'a été mesuré que bien plus tard, en

2018 [49]. Chaque spectre est ensuite ajusté par une somme de branches de décroissances virtuelles i , caractérisées par les énergies électron maximales E_0^i et les amplitudes a_i :

$$\frac{dN_k}{dE\nu} = \sum_i a_i P(E_e, E_0^i, Z) \quad (1.51)$$

Ainsi, il est possible de représenter le spectre intégré en énergie d'un isotope par une somme de décroissances, suivant la forme d'un spectre de décroissance bêta classique. Un bon accord peut être atteint à partir d'une trentaine de branches virtuelles [45]. Il est ensuite possible de convertir l'ajustement du spectre électron ainsi obtenu en spectre neutrino en remplaçant pour chaque branche i l'énergie de l'électron E_e par $E_0 - E_\nu$.

Cette méthode assure un très bon accord avec les spectres électrons mesurés. Cependant, plusieurs corrections doivent être appliquées. En premier lieu, les mesures ont été réalisées avant d'avoir atteint l'équilibre et implique donc des corrections appropriées. La prédiction obtenue dépend aussi fortement de la sélection des énergies E_0 ainsi que de la forme des spectres $P(E_e, E_0^i, Z)$ utilisés. La forme des spectres peut varier fortement, notamment pour les décroissances dites interdites.

"Summation method"

La seconde méthode que nous évoquerons tend à sommer la contribution de chaque désintégration bêta possible n pour chaque produit de fission j :

$$\frac{dN_k(t)}{dE\nu} = \sum_n Y_n(Z, A, t) \sum_{n,j} b_{n,j}(E_0^j) P_\nu(E_\nu, E_0^j, Z) \quad (1.52)$$

où $Y_n(Z, A, t)$ est le nombre de décroissance bêta du produit (Z, A) à l'instant t , k désignant l'état du noyau fils et $b_{n,j}(E_0^j)$ le rapport d'embranchement vers cet état.

Les incertitudes liées à cette méthode découlent en premier lieu de l'incertitude sur les distributions des produits de fission Y_n [50, 51]. Afin de pouvoir déterminer la forme des spectres $P_\nu(E_\nu, E_0^j, Z)$ avec la théorie de Fermi, il faut connaître un très grand nombre de paramètres associés à cette décroissance, comme le spin du noyau père et les caractéristiques de l'état du noyau fils. Ces données sont encore loin d'être disponibles pour l'ensemble des produits de fission. Il faut noter que des travaux récents visent à développer des modèles effectifs pour prendre en compte les noyaux dont les données nucléaires ne sont pas disponibles [52].

C'est une approche hybride [53] qui est à l'origine de l'anomalie réacteur. Elle consiste à réaliser la "summation method" avec les éléments pour lesquels les données nucléaires sont connues et bien estimées. La partie du spectre en énergie électron non-décrite par cette première étape est ensuite convertie en spectre neutrino par l'utilisation de la "conversion method".

Les incertitudes reliées aux prédictions de flux restent importantes, et les modèles théoriques de flux gagneraient à être comparé à des mesures directes du spectre neutrino pour chacun des isotopes d'intérêt.

Une paramétrisation du spectre est présentée sur la figure 1.11.

1.3.2 Réaction Bêta inverse : IBD

Depuis la première détection du neutrino, la réaction bêta inverse reste une méthode largement utilisée pour la détection d'anti-neutrino, et donc spécialement pour les expériences

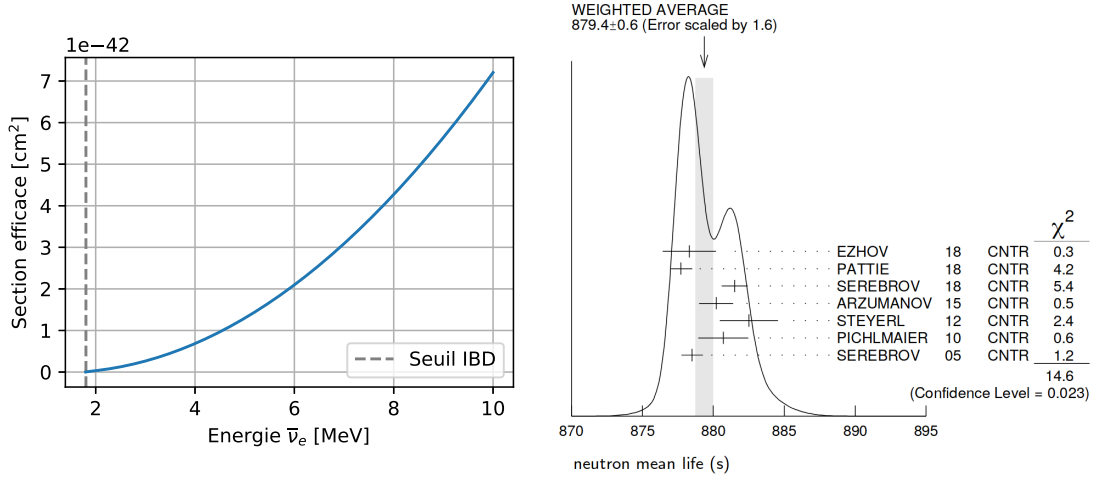


FIGURE 1.12 – Gauche : section efficace d’interaction IBD en fonction de l’énergie de l’anti-neutrino incident [54]. Droite : moyenne pondérée des différents résultats de mesure du temps de vie du neutron [55].

"réacteur".



En produisant deux particules aux modes d’interactions différents, cette réaction peut être plus facilement séparée du bruit de fond, notamment en utilisant la coïncidence temporelle entre les deux produits de réaction. Une paramétrisation de cette section efficace est présentée figure 1.12. Elle peut être calculée précisément [54] :

$$\sigma_{tot} = \frac{2\pi^2/m_e^5}{f^R \tau_n} E_e^{(0)} p_e^{(0)} \quad (1.54)$$

où m_e est la masse de l’électron, E_e et p_e l’énergie et l’impulsion du positron. f^R est le facteur de phase spatial. τ_n est le temps de vie du neutron. C’est de ce paramètre que provient la principale incertitude sur la section efficace d’interaction pour l’IBD.

Le temps de vie du neutron est mesuré depuis de nombreuses années. Il existe une tension entre les deux méthodes de mesure de ce paramètre. La première méthode utilise un faisceau de neutrons à l’énergie thermique ou inférieure, ce qui lui vaut le nom de "beam experiment". Le faisceau est dirigé dans un volume de décroissance, où les produits de la réaction bêta (électrons, protons) sont mesurés. A l’extrémité du volume de décroissance, le flux de neutrons est mesuré. Le temps de vie est mesuré en comparant le nombre de décroissance et le nombre de neutrons restant, pondéré par la longueur de la chambre et la vitesse des neutrons dans celle-ci. La seconde méthode, appelée "en bouteille", vise à piéger des neutrons ultra-froids dans un volume de décroissance. Des détecteurs mesurent le nombre de neutrons avant et après le stockage. La différence entre les deux mesures est reliée au temps de stockage et au temps de vie du neutron.

Actuellement, la moyenne des mesures en faisceau indique $\tau_n^{faisceau} = 888,1 \pm 2,0$ s, en tension avec la moyenne des expériences en bouteille $\tau_n^{bouteille} = 879,45 \pm 0,58$ s [56]. Un résumé des mesures est présenté figure 1.12. L’interprétation combinée des mesures faites par le Particle Data Group propose l’utilisation de $\tau_n^{PDG} = 879,4 \pm 0,6$ s [55] en se basant sur les 7 mesures les plus précises obtenues uniquement sur des neutrons ultra-froids en "bouteille". Il est intéressant de noter que la section efficace utilisée lors de la ré-évaluation des prévisions donnant naissance à l’anomalie réacteur est basée sur la valeur mondiale de

l'époque, $\tau_n = 885,7 \pm 0,8$ s [42]. La section efficace étant inversement proportionnelle au temps de vie du neutron, la nouvelle valeur augmente la probabilité d'interaction et donc le déficit observé de 0,7 %.

1.3.3 Méthodologie des expériences à courte distance

Le spectre en énergie des neutrinos dans une expérience réacteur, comme présenté figure 1.13, est le produit du spectre d'émission avec la section efficace d'interaction par IBD. Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, la prévision du flux ainsi que les calculs de sections efficaces sont soumis à de larges incertitudes. L'anomalie des 5 MeV, décrite dans la partie 1.2.3, renforce l'idée qu'une recherche d'un neutrino stérile auprès de réacteurs nucléaires doit s'effectuer sans faire appel aux modèles. C'est la direction suivie par la nouvelle génération d'expériences à très courte distance.

La période des oscillations de neutrinos étant liée au rapport L/E , il est possible d'utiliser la distorsion du spectre en énergie entre deux distances différentes comme sonde expérimentale. La figure 1.13 montre le spectre $\bar{\nu}_e$, lors de son émission ainsi qu'à 8 m et 10 m, pour l'hypothèse d'une quatrième saveur stérile avec $\Delta m^2 = 2,4 \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta = 0,115$. Toujours sur la même figure, il est possible de voir le rapport entre le spectre à 12 m et 8 m, dès lors indépendant de la forme initiale du spectre en énergie. Cette mesure d'oscillométrie permet alors de s'affranchir de l'utilisation de modèle.

A l'inverse, les mesures obtenues par ces expériences permettront d'obtenir de nouvelles contraintes à confronter aux prédictions de flux théoriques. Ces résultats seront spécialement intéressants pour aider à la résolution de l'anomalie des 5 MeV observée par certaines expériences.

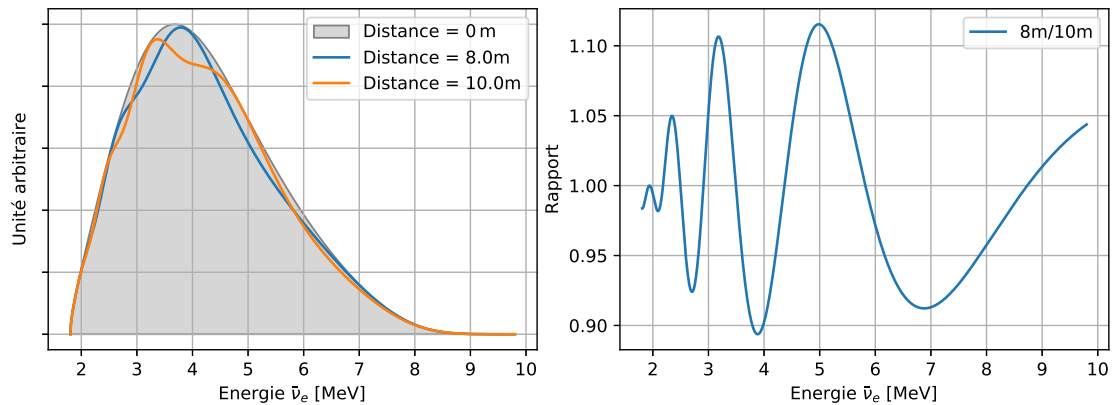


FIGURE 1.13 – Droite : exemple d'évolution du spectre anti-neutrino à plusieurs distances pour une saveur additionnelle suivant $\Delta m^2 = 2.4 \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta = 0.115$. Gauche : rapport entre les spectres à 12 m et 8 m pour la même hypothèse.

Pour ces raisons, les expériences que nous décrivons dans la suite de cette section ont besoin d'accéder au spectre à plusieurs distances. La résolution en énergie quant à elle devra permettre de reconstruire les potentielles distorsions. Pour augmenter la sensibilité à des angles de mélange faibles, elles doivent aussi être en mesure d'accumuler suffisamment de statistique pour résoudre des structures de faible amplitude.

Pour atteindre des distances suffisamment courtes pour être sensible aux oscillations, le détecteur devra se trouver au plus proche du réacteur. L'expérience devra donc être opérée dans un environnement à fort bruit de fond. D'une part, le réacteur est une source

importante de gammas et de neutrons. D'autre part, il sera compliqué de bénéficier d'un blindage conséquent, comme ce peut être le cas pour des expériences à plus longue distance pouvant opérer en sous-sol. Le bruit de fond induit par le rayonnement cosmique sera dès lors très important. Les technologies choisies doivent donc proposer des contre-mesures, actives ou passives, pour lutter contre ces sources de contamination.

1.3.4 Expériences neutrino réacteur à très courte distance

Cette section présente brièvement les expériences neutrino à très courte distance, ainsi que les premiers résultats publiés. Les caractéristiques techniques sont résumées dans le tableau 1.2 et les premières contraintes dans l'espace des paramètres sont présentées en figure 1.14.

En premier lieu, nous pouvons distinguer deux types d'expériences selon la source de neutrinos utilisée. Les deux projets NEOS et DANSS sont positionnés auprès de réacteurs commerciaux et bénéficient d'une puissance thermique élevée de l'ordre de 3 GW_{th} . Cela leur permet d'obtenir des taux de comptage de neutrinos très importants, de l'ordre de 2000 à 5000 événements par jour, combinés à des rapports S/B supérieurs à 20. Les quatre autres expériences (Neutrino-4, STEREO, PROSPECT et SoLid) sont quant à elles localisées auprès de réacteurs de recherche. Ceux-ci affichent des puissances beaucoup plus faibles ($< 100 \text{ MW}_{th}$) et bien qu'il soit possible de s'approcher plus près du coeur du réacteur, à des distances inférieures à 10 m, les taux de comptage ne sont que de 500 événements par jour environ et les rapports S/B proches de l'unité. Toutefois, les réacteurs de recherche ont des coeurs de tailles plus petites ($\sim 1 \text{ m}^3$) améliorant ainsi leurs résolutions en terme de distances d'oscillation. Finalement, il est à noter que les réacteurs de recherche sont alimentés en combustible hautement enrichi en ^{235}U . Contrairement au flux de neutrinos des réacteurs commerciaux qui provient de la fission des quatre isotopes fissiles (^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu et ^{238}U), le flux de neutrinos des réacteurs de recherche est produit à plus de 99 % par la fission de l' ^{235}U .

En terme de technique de détection, la plupart des expériences utilisent des volumes de liquide scintillant dopé (Gd ou ^6Li), plus ou moins segmentés, et couplés à des PMTs pour la collection de lumière. Deux expériences seulement, DANSS et SoLid, ont fait le choix de développer une nouvelle technologie à base de plastique scintillant (PVT) et de MPPCs pour la collection de lumière. Malgré une moins bonne résolution en énergie, elles ont l'avantage de ne poser aucun problème de sûreté et de pouvoir être segmentées facilement en très petites cellules de détection ($\sim 5 \text{ cm}$).

1.3.4.1 NEOS

L'expérience NEOS prend place en Corée du Sud, auprès du Hanbit Nuclear Power Complex, sur le même site que celui de l'expérience RENO. Le site de Hanbit possède 6 réacteurs nucléaires commerciaux, produisant chacun une puissance thermique de l'ordre de 2.7 GW_{th} . Le détecteur NEOS est placé à 24 m de la tranche numéro 5, le deuxième coeur le plus proche étant situé à 256 m. Il est composé d'une unique cellule cylindrique de volume 1 m^3 , remplie d'une tonne de liquide scintillant dopé au Gd (0,5 %). Cette cellule est équipée de 19 tubes photo-multiplicateurs ($8''$), disposés dans un tampon d'huile minérale. Le détecteur, placé dans une galerie de liaison, bénéficie d'une protection naturelle contre les rayonnements cosmiques de l'ordre de 20 m équivalent eau. En outre, il est entouré d'un blindage neutron de 10 cm de PE boré, et de briques de plomb pour les gamma [57].

Expérience	Détecteur			Reacteur		
	Technologie (Seg.)		Masse [t]	Distance [m]	P_{th} [MW_{th}]	Combustible
NEOS	LS + Gd	(-)	1	23,7	2 700	LEU
DANSS	PS + Gd	(5 cm)	1	10,7 - 12,7	3 100	LEU
Neutrino-4	LS + Gd	(10 cm)	1,4	6 - 12	100	HEU
STEREO	LS + Gd	(25 cm)	1,8	9,4 - 11,1	57	HEU
PROSPECT	LS + Li	(15 cm)	3	7 - 12	85	HEU
SoLid	PS + Li	(5 cm)	1,6	6,7 - 9,2	60	HEU

TABLEAU 1.2 – Principaux paramètres des expériences neutrino réacteur à très courte distance : technologie, segmentation, masse, distance, puissance du réacteur et combustible.

Cette expérience a l'avantage de combiner un grand volume de détection, un réacteur commercial de grande puissance et une très bonne résolution en énergie de $\sigma/E = 5\%$. Le détecteur affiche donc un taux de comptage quotidien et un rapport S/B très élevé, soit $1976,7 \pm 3.4$ ($85,1 \pm 1,4$) événements par jours en période réacteur On (Off). Tout comme les expériences RENO, Daya-Bay et Double-Chooz, la comparaison du spectre en énergie avec les prédictions fait apparaître un excès autour de 5 MeV, mais également un excès dans la région de plus faible énergie [57]. Pour autant, ce détecteur est composé d'une cellule unique et la recherche d'oscillations ne peut s'affranchir des prédictions du flux réacteur. De plus, de par sa distance supérieure à 20 m, il ne peut pas sonder les premiers maximums d'oscillations pour un neutrino stérile avec $\Delta m^2 \approx 1eV^2$. Les résultats obtenus restent compatibles avec l'hypothèse nulle (pas d'oscillation). Leur contrainte dans l'espace des paramètres est rapportée en figure 1.14 [57].

1.3.4.2 DANSS

L'expérience DANSS [58] prend place en Russie auprès du réacteur commercial de Kalinine, possédant 4 tranches délivrant chacune une puissance proche de $3,1 GW_{th}$. Le détecteur est placé en dessous du coeur d'une des tranches sur un support mobile permettant de réaliser des mesures à 3 distances : 10,7, 11,7 et 12,7 m. Le détecteur consiste en une masse d'environ 1 tonne de scintillateur plastique (PVT), segmentée en barres de section $1 \times 4 \times 100 \text{ cm}^3$. Le volume de détection est agencé en couches entrecroisées, d'épaisseur 1 cm, composées de 25 barres chacune. Les barres de PVT sont recouvertes d'un réflecteur de lumière dopé au Gd servant de convertisseur (n, γ). La collection de lumière est assurée par trois fibres optiques couplées à deux MPPCs et un PMT permettant d'atteindre une résolution en énergie proche de $\sigma/E = 17\%$. Le bâtiment réacteur procure un blindage naturel de 50 m équivalent eau. L'ensemble de détection est de plus entouré d'un blindage composé de 5 cm de cuivre, 8 cm de PE boré, 5 cm de plomb et une seconde épaisseur de PE boré.

L'expérience DANSS a également l'avantage de se situer proche d'un réacteur commercial de grande puissance. Cela lui permet d'obtenir un taux de comptage très élevé, pouvant atteindre 5 000 événements par jour dans la position la plus proche, tout en bénéficiant d'un excellent rapport S/B supérieur à 20. Cependant, le coeur du réacteur commercial est relativement grand par rapport à la distance de détection et la résolution

en énergie reste modeste, ceci ayant pour effet de dégrader leur sensibilité. La recherche d'oscillations est réalisée par comparaison du flux mesuré aux 3 positions. Leur contrainte dans l'espace des paramètres est rapportée en figure 1.14 [59].

1.3.4.3 Neutrino-4

L'expérience Neutrino-4 [60] est installée auprès du réacteur de recherche SM-3 du centre nucléaire SSC-RIAR à Dimitrovgrad. Le réacteur, d'une puissance thermique de 100 MW_{th} , est alimenté en combustible enrichi à 95 % en ^{235}U . Le détecteur consiste en un volume de $1,8 \text{ m}^3$ rempli de liquide scintillant dopé au Gadolinium. Celui-ci est segmenté en 50 cellules de $0,225 \times 0,225 \times 0,85 \text{ m}^3$, disposées en 10 lignes horizontales de 5 cellules chacune. L'ensemble de détection peut être déplacé par pas équivalent à la taille d'une cellule (22,5 cm), pour couvrir une distance allant de 6 à 12 mètres. Les première et dernière lignes sont utilisées comme véto réduisant le volume cible actif à $1,42 \text{ m}^3$.

Les premiers résultats ont été publiés en février 2019, après plus de 2 ans de prise de données. Ils portent sur 480 jours réacteur On et 278 jours réacteur Off. Tout d'abord, le spectre en énergie mesuré à trois distances est en désaccord avec les prédictions. Il montre une distorsion autour de 5 MeV ainsi qu'un excès important dans les basses énergies. De plus, à partir de la mesure relative entre cellules, la collaboration annonce rejeter l'hypothèse du neutrino stérile pour $\Delta m_{14}^2 < 3 \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{14} > 0,1$ à plus de 3σ . Cependant, elle annonce observer un signal autour de $\Delta m_{14}^2 = 7,34 \pm 0,1 \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{14} = 0,30 \pm 0,12$ à $2,8\sigma$ [60].

1.3.4.4 STEREO

L'expérience STEREO [61] prend place auprès du réacteur de recherche de l'ILL (Grenoble, France), produisant des faisceaux très intenses de neutrons pour la recherche fondamentale et appliquée. Ce réacteur expérimental, modéré à l'eau lourde et alimenté en combustible hautement enrichi en ^{235}U , produit une puissance thermique de 58 MW_{th} . Le détecteur, d'un volume total de 2 m^3 , couvre une distance allant de 9,4 à 11,1 mètres. Il est segmenté en 6 cellules de 37 cm d'épaisseur remplies de liquide scintillant dopé au Gd. L'ensemble est entouré d'un volume de liquide scintillant non dopé, servant à la fois de véto gamma extérieur et de volume supplémentaire pour la détection des gammas d'annihilations qui s'échapperaient du volume actif. La collection de lumière se fait par 48 PMTs (8") situés sur le dessus des cellules et du buffer γ , leur permettant d'atteindre une résolution en énergie $\sigma/E = 9\%$ à 0.835 MeV. Un détecteur Cherenkov est placé au dessus du détecteur pour rejeter les événements induits par les muons. Placé sous un canal d'eau du réacteur, il profite d'un blindage de 15 m équivalent eau. De plus, l'ensemble est blindé par 65 tonnes de matériaux, principalement du PE, du plomb et du fer.

Le projet STEREO a commencé à prendre des données en 2017. La collaboration a publié ses premiers résultats en octobre 2018, avec 66 (138) jours de données réacteur On (Off). Il y est reporté un taux de neutrino de $396,3 \pm 4,7 \bar{\nu}_e/\text{jour}$ avec un rapport S/B de 0,9. La mesure relative du flux détecté dans chacune des 6 cellules est compatible avec l'hypothèse nulle, à savoir aucune oscillation. La *RAA best fit value* est également rejetée avec un niveau de confiance de 97.5 % [62].

1.3.4.5 PROSPECT

Le détecteur PROSPECT [63] est opéré auprès du réacteur de recherche High Flux Isotope Reactor (HFIR, USA). Ce réacteur, conçu pour être une source intense de neutrons, est alimenté en combustible hautement enrichi en ^{235}U et produit une puissance de 85 MW_{th} . Le détecteur PROSPECT peut être placé à trois distances du coeur de réacteur, 7,9, 9,1, et 12,4 m. Il est composé de $3,76 \text{ m}^3$ de liquide scintillant, dopé au ^6Li . Son volume est segmenté en 14×11 zones de dimensions $14,5 \times 14,5 \times 117,6 \text{ cm}^3$, séparées par des isolants optiques. Chacun de ces segments est lu aux deux extrémités par des PMTs. Ils obtiennent ainsi une très bonne résolution en énergie de 5% à 1 MeV.

Le détecteur PROSPECT, a commencé à prendre des données en 2018. Une première analyse a été publiée en 2018, portant sur 33 jours de données réacteur On, soit 25461 ± 283 événements neutrino reconstruits. La mesure relative du flux détecté entre différentes portions du détecteur rejette la *RAA best fit value* à $2,2\sigma$ [64]. Le spectre en énergie a été publié en 2019, avec 40,3 (37,8) jours de données réacteur On (Off), soit 31678 ± 304 neutrinos et un rapport S/B de 1,7/1. Cependant, la statistique accumulée est encore insuffisante pour contraindre proprement les modèles, les données étant compatibles avec ou sans ajout d'une structure représentant l'anomalie à 5 MeV [65].

1.3.4.6 Etat des lieux en Aout 2019

Les cinq expériences présentées précédemment ont toutes publié leurs premiers résultats en 2018 et 2019. La statistique accumulée est encore insuffisante pour contraindre les prédictions de flux. Toutefois, des premières contraintes dans l'espace des paramètres ont pu être obtenue (voir Figure 1.14). Toutes rejettent la *RAA Best Fit value* avec un niveau de confiance supérieur à 90 %. Cependant, il convient de noter le résultat surprenant de Neutrino-4 qui annonce un signal d'oscillation autour de $\Delta m_{14}^2 = 7,34 \pm 0,1 \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{14} = 0,30 \pm 0,12$. Pour toutes ces expériences, la prise de données est encore en cours. De nouveaux résultats devraient voir le jour prochainement.

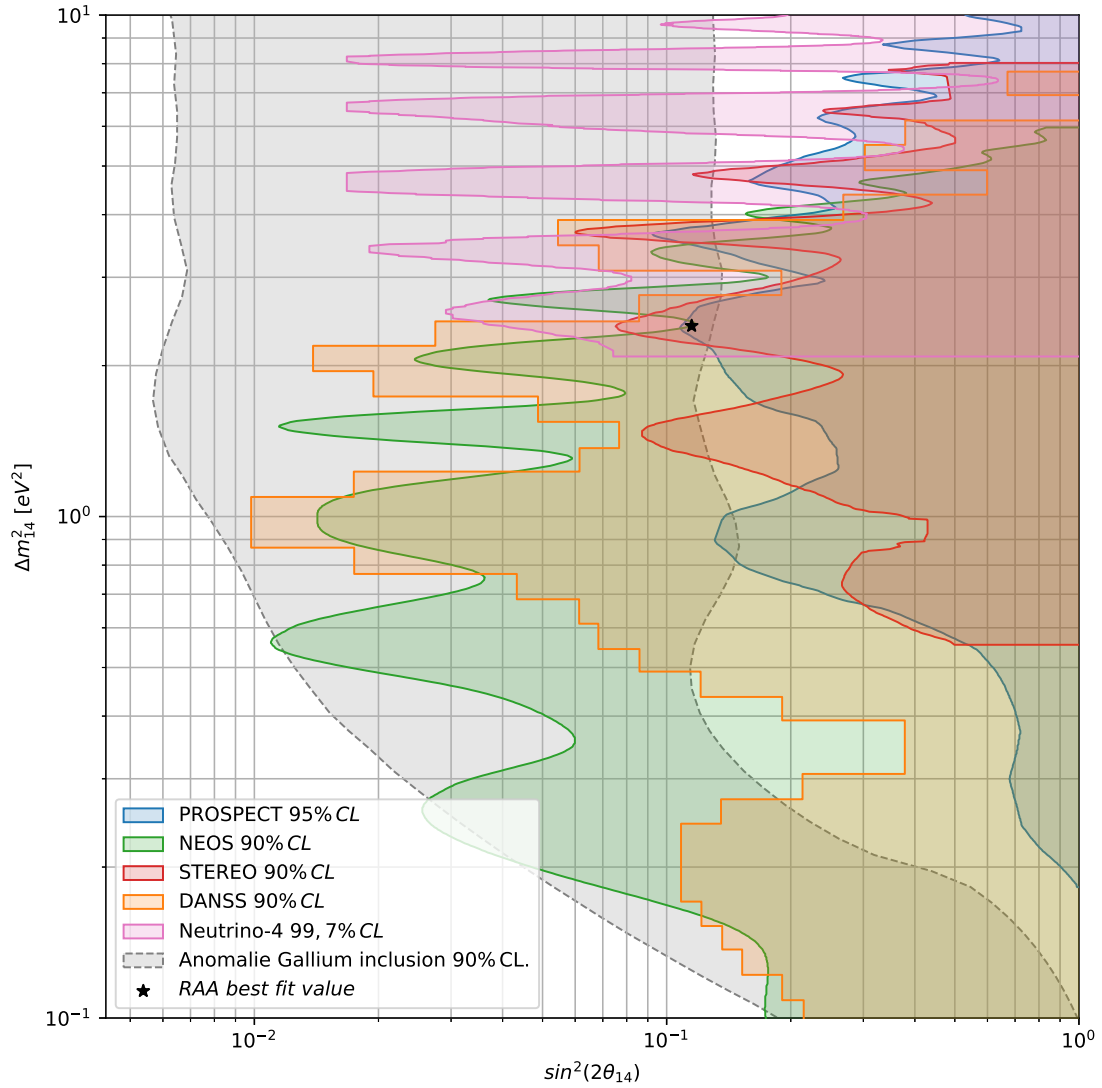


FIGURE 1.14 – Contours d'exclusion publiés en 2018-2019 par les expériences neutrinos réacteurs à très courte distance (PROSPECT [64], NEOS [57], STEREO [62], DANSS [59], Neutrino-4 [60]), Anomalie Gallium [30] et *RAA best fit value* [35].

Chapitre 2

Dispositif expérimental SoLid

L'expérience SoLid a pour objectif de mesurer le flux d'anti-neutrinos "réacteur" à une distance de moins de 10 m, dans le but de sonder au moyen d'une mesure oscillométrique l'anomalie réacteur décrite au chapitre précédent.

Les défis expérimentaux pour établir une telle mesure sont nombreux. Tout d'abord, l'oscillation recherchée dépendant du rapport L/E, l'expérience doit atteindre un compromis sur la résolution énergétique et spatiale afin d'être sensible à des effets faibles. Mais la plus grande difficulté provient du bruit de fond. C'est la conséquence inévitable du fait d'opérer un détecteur à quelques mètres d'un réacteur nucléaire, émettant d'une part un grand nombre de gammas et de neutrons, et d'autre part ne bénéficiant pas d'une protection significative contre les bruits de fond induits par le rayonnement cosmique. Ce type d'installation est, en général, relativement compact, maximisant l'occupation de la zone à contrôler. Il est donc difficile d'y installer un blindage conséquent.

Le détecteur SoLid a été conçu pour répondre au mieux à toutes ces contraintes expérimentales. Il consiste en une masse fiducielle de 1.6 t, hautement segmentée, positionnée auprès du réacteur BR2 (SCK • CEN, MoL, Belgique). Ce chapitre présente tout d'abord la technologie SoLid et le design mécanique du détecteur ainsi que la phase de construction et le processus d'assurance qualité qui ont pris place en 2016-2017. Il décrit ensuite l'électronique et le système d'acquisition de données avant de présenter le site expérimental BR2.

2.1 Détecteur SoLid

2.1.1 Principe de détection

Comme présenté au chapitre 1, la détection des neutrinos "réacteur" se base sur l'interaction bêta inverse sur l'hydrogène (2.1) :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (Q = -1,8 \text{ MeV}) \quad (2.1)$$

Expérimentalement, nous utilisons la technique de coïncidence temporelle qui consiste à détecter les deux produits de réaction, le positron et le neutron, dans un court laps de temps, de quelques microsecondes à plusieurs centaines de microsecondes [6]. En effet, le positron sera détecté immédiatement en tant que signal prompt. Le neutron, quant à lui, doit être ralenti par diffusions élastiques avant de pouvoir être capturé efficacement par un convertisseur neutron (^3He , ^{157}Gd , ^{10}B ou ^6Li). Ainsi, le neutron induit un signal de scintillation dit retardé dans le temps par rapport à la scintillation provoquée par le

positron et ses gammas d'annihilation (voir figure 2.1). Les différentes expériences d'oscillation de neutrinos varient dans leurs choix de scintillateurs, de convertisseurs neutron, et dans la façon dont ceux-ci sont arrangés au sein des détecteurs (voir section 1.3.4). SoLid a fait le choix d'un assemblage de deux scintillateurs : un scintillateur organique en PolyVinyle-Toluène (PVT) pour la détection du positron et un scintillateur inorganique ZnS(Ag) dopé au ^6Li pour la détection du neutron.

Le PVT, de type EJ-200 produit par ELJEN Technology, est un scintillateur plastique ayant un bon rendement lumineux, relativement bon marché et facile à usiner. Il sert à la fois de cible neutrino riche en hydrogène, de modérateur pour les neutrons et de scintillateur pour la détection prompte du positron. Le PVT possède un temps de scintillation court, de 2.1 ns, et émet en moyenne 10 000 photons par MeV d'énergie déposée par des électrons, dans la bande de longueur d'onde bleu-violet, avec un maximum d'émission à 425 nm. Le PVT a également l'avantage de présenter une réponse linéaire sur une large gamme en énergie allant de 100 keV à plusieurs MeV.

Les écrans "neutron", produits par SCINTACOR, contiennent un mélange de sulfure de zinc et de fluorure de lithium enrichi à 95% en ^6Li . Ce mélange est assemblé dans une résine époxy sous la forme de feuille de 250 μm d'épais. Ainsi, après thermalisation du neutron dans le PVT, ce dernier est capturé par les noyaux de ^6Li , entraînant la réaction de cassure :



La particule alpha et le tritium vont ensuite déposer leurs énergies dans le ZnS. Ce scintillateur émet des photons dont la longueur d'onde la plus probable se situe à 450 nm. En outre, il possède un temps de scintillation beaucoup plus long que le PVT, de l'ordre de 10 à 100 μs .

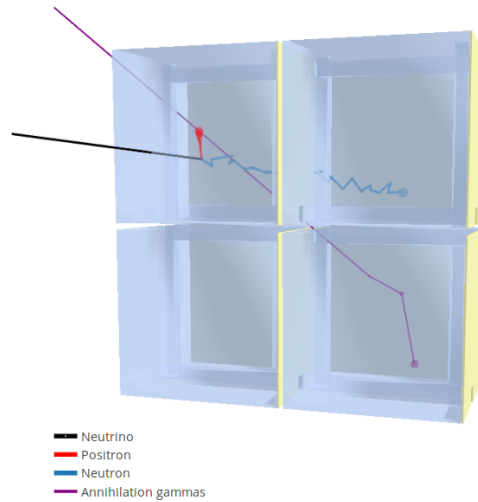
L'utilisation de deux scintillateurs avec des temps de scintillation très différents permet de réaliser une identification en forme des signaux afin de séparer le positron du neutron. Cette information, couplée à l'écart en temps et en position, fournit une signature robuste de l'interaction bêta inverse. Dans la suite et par convention, nous désignerons par *ES* (pour Electronic Signal) les signaux de type électronique provenant du PVT et par *NS* (pour Nuclear Signal) les signaux provenant du ZnS.

Après avoir démontré la faisabilité de la technologie avec un prototype de taille réduite, NEMENIX [66], un deuxième prototype grandeur nature d'une masse fiducielle de 288 kg, SM1, fut installé et exploité auprès du réacteur BR2 en 2015 [67]. Sur la base de leurs performances, des améliorations substantielles ont été apportées au design mécanique et à la collection de lumière. Parallèlement, une électronique de lecture dédiée a été développée par la collaboration. Ceux-ci sont présentés dans le détail dans la suite de ce chapitre.

2.1.2 Design mécanique

Le cube de détection est l'échelle élémentaire du détecteur SoLid. Celui-ci est composé d'un cube de 5 cm de côté de PVT recouvert sur deux faces par une feuille de LiF :ZnS(Ag) (voir figure 2.2). Le parcours d'un positron de 10 MeV étant plus petit que 48 mm, la grande majorité des positrons est détectée dans le cube où a eu lieu l'interaction bêta inverse. La cellule de détection est finalement entourée d'une couche de Tyvek, de type 1082D fabriqué par DuPont, assurant à la fois la réflexion de la lumière produite dans le cube et

FIGURE 2.1 – Vue schématique d’une interaction IBD : l’anti-neutrino incident (noir) interagit avec un noyau d’hydrogène du PVT, produisant un positron (rouge) et un neutron (bleu). Le positron s’annihile avec un électron du milieu, produisant deux gammas de 511 keV. Le neutron est modéré par diffusions élastiques successives avec l’hydrogène du PVT, avant d’être capturé par un noyau de ${}^6\text{Li}$ de la couche de ${}^6\text{LiF}:\text{ZnS}(\text{Ag})$.



l’isolation lumineuse entre cubes. Une vue complète du cube est présentée en figure 2.2.

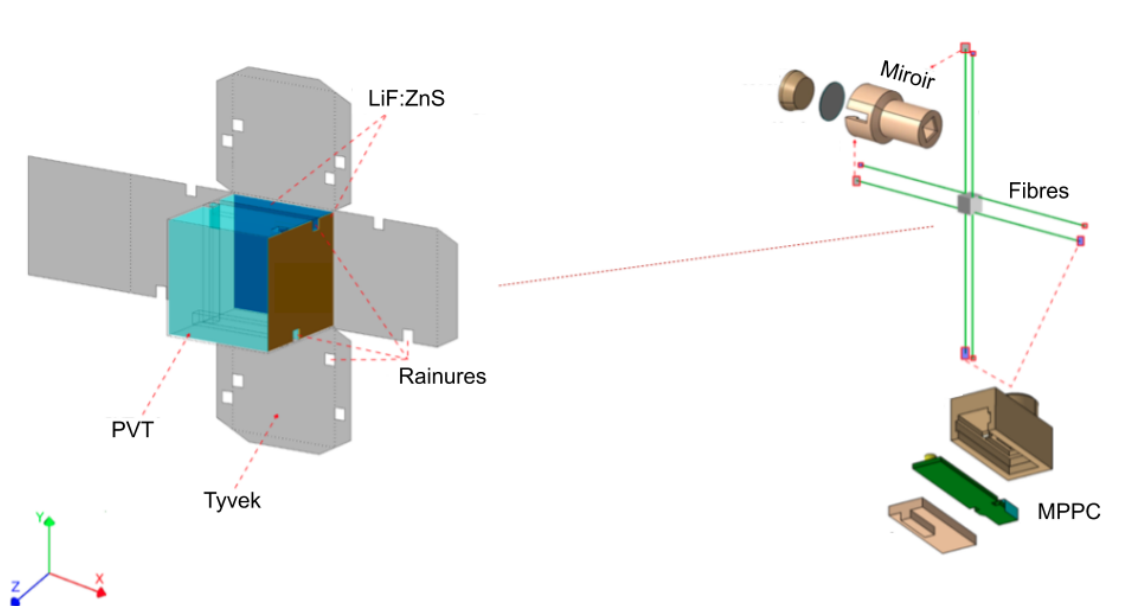


FIGURE 2.2 – Gauche : vue éclatée d’un cube de détection. Les pièces marron et bleu foncé correspondent respectivement aux feuilles de $\text{LiF}:\text{ZnS}$ perforées ou non. Droite : Vue d’un cube et de ses quatre fibres optiques. Les connecteurs permettant de coupler les miroirs et les MPPCs sont aussi représentés.

Afin de collecter la lumière, des rainures de section $5 \times 5 \text{ mm}^2$ sont usinées sur 4 faces de chacun des cubes de PVT. Chaque rainure se voit ainsi traversée par une fibre optique, de $3 \times 3 \text{ mm}^2$ de section, guidant la lumière vers un capteur optique en son extrémité. Cette géométrie implique aussi la présence de trous correspondant aux rainures dans le Tyvek et les feuilles de $\text{LiF}:\text{ZnS}$ perpendiculaires à la direction X. L’une des extrémités de la fibre

est couplée à un Multi-Pixel Photo-Counter (MPPC), de type S12572-050P produit par Hamamastu, et assurant la détection de la lumière (voir section 2.1.5). L'autre extrémité est recouverte par un film Mylar aluminisé afin de réfléchir la lumière.

Les cubes sont arrangés dans des plans de 16 par 16, regroupant ainsi 256 cubes. Ce plan de section $0.8 \times 0.8 \text{ m}^2$ est traversé par 64 fibres optiques de 92 cm de type BCF-91A produits par St-Gobain. Les fibres sont uniformément réparties selon l'axe X et Y pour que chaque cube soit traversé par deux fibres dans chaque direction. Afin de limiter les effets liés à l'atténuation de la lumière à l'intérieur des fibres optiques et d'uniformiser la collection de lumière, la position du MPPC est intervertie entre les deux extrémités, de manière à ce que chaque cube soit lu par 4 MPPCs placés sur les quatres côtés différents du plan (voir figure 2.2).

L'intégrité mécanique est assurée par un cadre en aluminium creux, à l'intérieur duquel sont contenus les MPPCs et le câblage, ainsi que des capteurs de température et d'humidité. Les cadres ont été chromés afin d'agir comme une cage de Faraday et de protéger électro-magnétiquement les MPPCs. Une couche de 46.0 mm (46.8 mm) de Polyéthylène (PE) est placée verticalement (horizontalement) entre le cadre et les cubes. Cette épaisseur de PE sert de réflecteur pour les neutrons, limitant ainsi les fuites des neutrons produits à l'intérieur du détecteur et la contribution des neutrons provenant de l'extérieur. Les cables partant des MPPCs sont tous dirigés vers le côté (+X) et sont accueillis par 4 connecteurs regroupant chacun 16 MPPCs. Ce côté du plan accueille la cassette électronique venant contrôler et lire le plan de détection. Le plan est enfin couvert sur ses deux grandes faces par une feuille supplémentaire de Tyvek, renforçant l'isolation optique. Un schéma complet du plan de détection est présenté en figure 2.3.

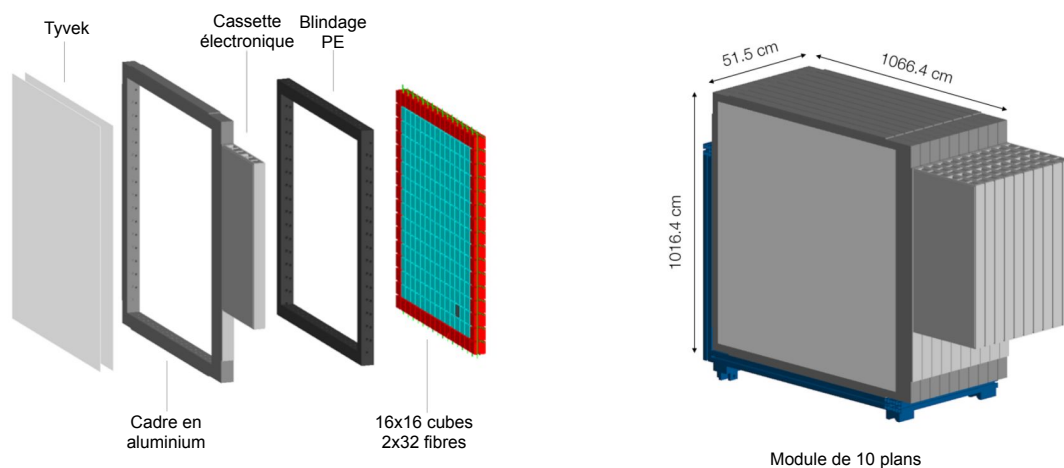


FIGURE 2.3 – Gauche : vue éclatée d'un plan de détection SoLid. Deux types de cubes peuvent être observés : les cubes bleus sont composés du $\text{LiF}:\text{ZnS}$ possédant un *backing* en Molinex. Les cubes rouges sont composés d'un lot antérieur (celui utilisé pour le démonstrateur SM1), ne possédant pas de *backing*. C'est l'unique différence entre les deux scintillateurs. Droite : Représentation d'un module de détection, composé de 10 plans de détection. En bleu, nous pouvons voir la structure mécanique assurant le déplacement du module dans le conteneur. Nous pouvons aussi voir les cassettes électroniques dépassant du plan sur la droite du module.

Les plans ainsi que l'électronique associée sont ensuite groupés par 10 afin de former un

module de détection. Le détecteur SoLiD dans son intégralité est composé de 12 800 cubes, parcourus par 3200 fibres, formant ainsi 5 modules de 10 plans. Ceux-ci sont agencés sur un chariot capable de se déplacer sur des rails (voir figure 2.3). L'alimentation électrique des 10 cassettes électroniques, ainsi que le refroidissement par air, sont assurés par une *service-box*. Cette dernière contient aussi les horloges permettant la synchronisation en temps de l'ensemble du détecteur.

2.1.3 Conteneur et instrumentation

Le détecteur et son électronique sont installés dans un conteneur, composé d'acier pour la structure et de mousse en plastique extrudé pour l'isolation. Son intérieur est recouvert de fines plaques d'acier inoxydable d'environ 0.5 mm d'épais. Le conteneur est refroidi à 10°C, de manière à abaisser et à stabiliser la température de fonctionnement des MPPCs. Ainsi nous nous affranchissons des potentielles fluctuations de gain liées à la température et nous diminuons d'un facteur 10 le *DCR* induit par l'agitation thermique. Ce conteneur permet également de protéger le détecteur contre la lumière du hall et fait office de double cage de Faraday.

L'environnement intérieur du conteneur est continuellement contrôlé à l'aide de nombreux capteurs : température, pression, humidité et luminosité. Nous disposons également d'un détecteur NaI pour contrôler l'environnement gamma et d'un détecteur Ra-DoM (prototype fourni par le CERN) pour la mesure de la concentration en Radon de l'air à l'intérieur du conteneur. Cette instrumentation est lue par deux nano-ordinateurs Raspberry-Pi 3.

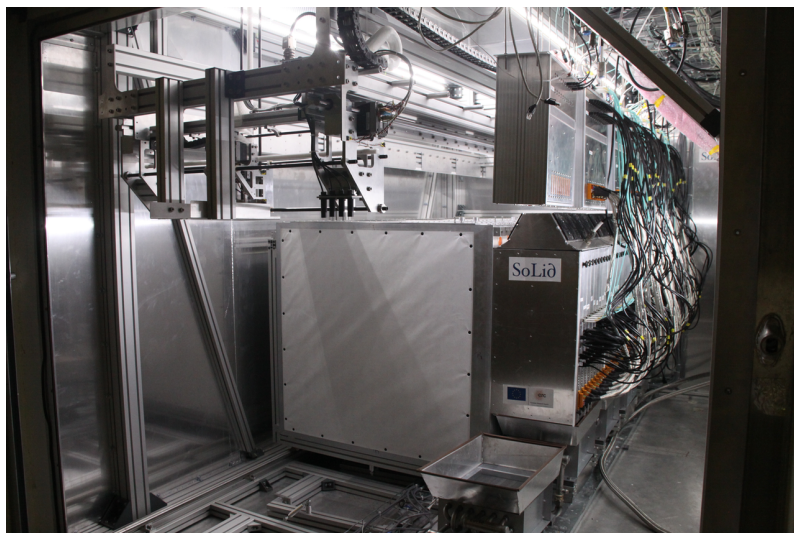


FIGURE 2.4 – Photo de l'intérieur du conteneur datant de décembre 2017. Nous pouvons voir la face extrême d'un module de détection, auquel sont attachés les cassettes électroniques (nous pouvons voir le logo de l'expérience sur la première). Au dessus, les *service-box* contenant les alimentations et les horloges sont suspendues à la structure du conteneur. Au premier plan, il est possible de voir le système CROSS, dans la position permettant d'y insérer une source.

2.1.4 Système de calibration CROSS

Afin de contrôler la réponse du détecteur tout au long de la prise de données, nous disposons du système de calibration, CROSS, dont l'analyse des données est présentée en détail dans le chapitre 4. Ce dispositif automatisé est installé juste au-dessus des plans de détection. Il possède un bras d'étalonnage permettant le déplacement 3D de sources radioactives (^{22}Na , ^{137}Cs , ^{232}Cf , AmBe ...) et intègre un mécanisme de déplacement sur rails des modules (voir Figure 2.5). Ce dispositif est contrôlé à distance selon une procédure de scan automatique. Les sources radioactives sont quant à elles installées manuellement sur le bras d'étalonnage depuis l'extérieur du conteneur et du blindage.

Chaque module, monté sur son chariot, est relié à un actionneur linéaire. Ce dernier permet de déplacer le chariot sur les rails de quelques centimètres. La position des modules est contrôlée par un jeu de dix interrupteurs à pression, installés au niveau des rails. Il est alors possible de créer six espaces d'air de 3 cm environ (gaps), entre chaque module du détecteur et aux interfaces avec le réflecteur PE (voir Figure 2.5). Afin de positionner précisément le bras d'étalonnage au-dessus de chacun des gaps, le robot dispose de 4 capteurs capacitifs, permettant de lire des plots de référence et de position placés sur les bords des modules. Ces capteurs permettent de déterminer l'emplacement exact du bras d'étalonnage et de vérifier que l'espace disponible entre les modules est suffisant. Ainsi, six espaces d'air d'étalonnage de 30 ± 5 mm peuvent être ouverts de façon séquentielle sur les deux côtés de chaque module. La position exacte dans le plan X:Y est connue grâce à un point de référence fixe sur la structure. En pratique, le système CROSS est utilisé une fois par mois environ, durant les périodes de reactor OFF.

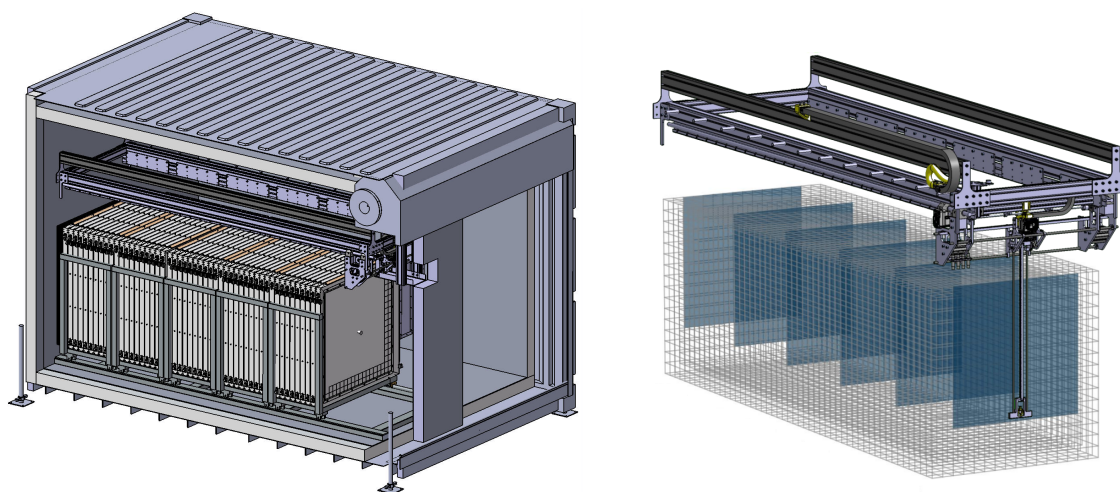


FIGURE 2.5 – Gauche : Vue en coupe du conteneur contenant les cinq modules SoLid. Nous pouvons distinguer la structure de CROSS au-dessus des modules, ainsi que la trappe permettant de placer une source radioactive sur le robot. Droite : vue de CROSS au-dessus des cubes de détection. Les projections bleues représentent les zones accessibles avec une source radioactive.

2.1.5 Multi-Pixel Photo Counter

Les Multi-Pixel-Photo Counters (MPPC), aussi appelés Silicium Photo-Multiplicateurs (SiPM), sont les derniers arrivés dans la famille des photo-détecteurs utilisés en physique nucléaire et physique des particules. Cette nouvelle technologie apporte de nombreux avan-

tages, parmi lesquels sa robustesse, son faible coût d'achat, son insensibilité au champ magnétique et le fait qu'elle ne nécessite pas de haute tension. Toutefois, ces détecteurs sont particulièrement sensibles au bruit thermique et au phénomène de *crosstalk*. Leur emploi nécessite donc un environnement aussi stable que possible en température et une électronique permettant d'optimiser et de régler finement les tensions d'utilisation.

2.1.5.1 Principe de fonctionnement

Un MPPC consiste en un réseau de photo-diodes semi-conductrices, utilisant une jonction P-N (électron-trou) dans un cristal de silicium. Pour chacune des photo-diodes, la zone de déplétion formée peut capturer les électrons mis en mouvement par l'interaction d'un photon visible avec la matrice en silicium. Ces photo-diodes sont opérées en régime Geiger. De ce fait, les électrons sont suffisamment accélérés pour pouvoir engendrer des avalanches électroniques, appelées photo-avalanches (PA) et ne dépendant plus de l'énergie initiale des électrons. L'amplitude du signal d'un MPPC, exprimée en nombre de PAs, c'est-à-dire en nombre de photo-diodes déclenchées, se rapporte donc au nombre de photons collectés.

La tension minimale requise pour que le phénomène d'avalanche apparaisse, appelée tension d'avalanche (breakdown-voltage en anglais) est de l'ordre de 65 ± 5 V. Cependant, afin d'augmenter le facteur de multiplication, ou gain électronique, il est nécessaire d'appliquer un potentiel supérieur à la tension d'avalanche, qui est appelé *overvoltage* (OV). Plus grand sera cet *overvoltage*, plus grande sera la probabilité de déclencher une photo-avalanche lors de la mise en mouvement d'un électron. Il est important de noter que la tension d'avalanche dépend des propriétés du silicium et que pour un même modèle de MPPC cette tension peut varier de ± 1 Volt d'un lot constructeur à un autre. Idéalement, la valeur de cette tension d'avalanche doit donc être déterminée précisément et de manière individuelle pour chacun des MPPCs.

Ces détecteurs sont particulièrement sensibles à l'auto-déclenchement engendré par l'agitation thermique de la matrice en silicium, où la mise en mouvement d'un électron entraîne le déclenchement d'une avalanche sans photon incident. Cet effet, directement relié à la température, augmente d'un ordre de grandeur environ tous les 10°C . Ce phénomène qui dépend de la probabilité de déclencher une avalanche évolue également selon l'*overvoltage* appliqué. De plus, une partie de l'énergie émise lors des avalanches peut engendrer l'émission de photons dans l'infrarouge. Ces derniers peuvent à leur tour déclencher de façon intempestive une cellule voisine. Ce phénomène, appelé *crosstalk*, dépend de la probabilité de déclencher une avalanche et donc également de l'*overvoltage* appliqué. Au-dessus d'une certaine probabilité de *crosstalk*, la moindre avalanche déclenchera une grande partie, voire la totalité, des pixels du MPPC.

L'évolution de l'efficacité de détection, du gain et de la probabilité de *crosstalk* en fonction de la sur-tension appliquée est présentée en figure 2.6 pour les MPPCs Hamamatsu de type S12572-050P [68]. Chacun de ces paramètres a un impact sur les performances du détecteur en termes d'efficacité de détection et de résolution en énergie. Dans le cadre de la prise de données SoLiD, pour laquelle les MPPCs sont maintenus à une température de 10°C , sa valeur est autour de 1.8 V, de manière à obtenir un gain uniforme sur toutes les voies de 31.5 ADC/PA, tout en maintenant un taux de bruit thermique et une probabilité de *crosstalk* à des valeurs moyennes de l'ordre de 110 kHz et 20 % respectivement (voir figure 2.7). Les deux sections suivantes décrivent les procédures utilisées par la collaboration pour caractériser la réponse des MPPCs.

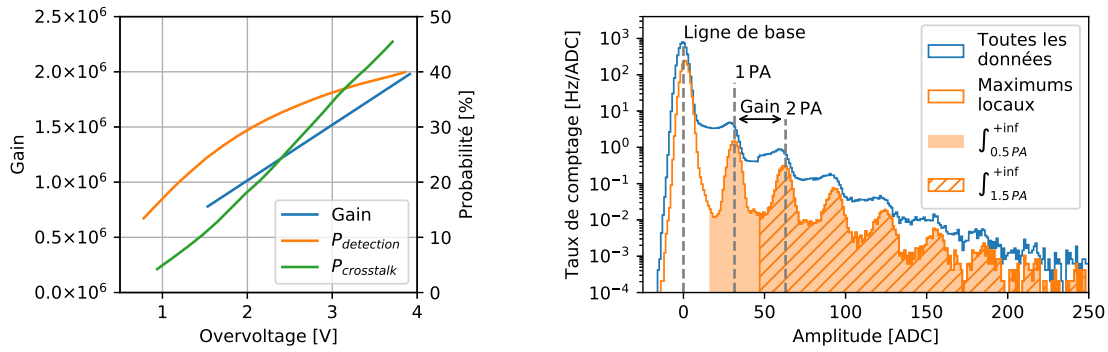


FIGURE 2.6 – Gauche : évolution du gain, de l’efficacité de détection des photons ($P_{detection}$) et de la probabilité de crosstalk ($P_{crosstalk}$) en fonction de l’*overvoltage*. Données provenant de la documentation constructeur Hamamatsu, pour une température de fonctionnement de 25 °C et des photons de longueur d’onde 408 nm [68]. Droite : spectre de bruit thermique obtenu en mode trigger périodique (voir section 3.1.1) : l’histogramme bleu représente la totalité des échantillons, l’histogramme orange les échantillons supérieurs à leurs plus proches voisins, aussi appelés maximums locaux. Les intégrales au dessus de 0,5 et 1,5 PA permettent de déterminer le taux de bruit thermique et la probabilité de crosstalk (voir section 2.1.5.3).

2.1.5.2 Egalisation des gains

L’égalisation des gains est obtenue à partir d’une procédure dite de voltage-scan. Pour déterminer le gain d’un MPPC, nous utilisons son spectre de bruit thermique obtenu en mode trigger périodique (voir section 3.1.1). Ce spectre, représenté en figure 2.6, est caractérisé par une succession de pics, séparés du même nombre d’ADC. Mis à part le premier pic, correspondant à la ligne de base, chaque pic représente un nombre croissant de PAs détectés. Le gain, exprimé en ADC/PA, est défini comme la différence entre les centroïdes de deux pics successifs (voir en illustration les pics 1 et 2 PAs sur la figure 2.6).

La procédure de voltage-scan consiste alors à déterminer pour chacun des MPPCs, l’évolution du gain en fonction de la sur-tension qui lui est appliquée. Cette relation linéaire s’exprime simplement comme :

$$\text{Gain (OV)} = A \times \text{OV} + B \quad (2.3)$$

où OV correspond à l’*overvoltage*, la différence entre la tension d’utilisation et la tension d’avalanche. Un exemple d’ajustement du gain d’un MPPC est représenté sur la figure 2.7. La procédure a été automatisée pour l’ensemble du détecteur, nous permettant d’atteindre un gain moyen de 31,5 ADC/PA, avec une dispersion de l’ordre de 2%¹, comme nous pouvons le voir sur la figure 2.8

Au regard des mesures réalisées, il semble raisonnable d’opérer le détecteur à un *overvoltage* moyen de 1,8 V dans cet environnement refroidi. Cette valeur est donnée en moyenne, car la dépendance gain/*overvoltage* varie en fonction du MPPC. Suivant les procédures détaillées dans la partie 2.1.5, nous avons égalisé la réponse de tous les MPPCs du détecteur. Les positions des lignes de base ainsi que les gains après égalisation sont présentés sur la figure 2.8. Les lignes de base ont une dispersion de $\sigma = 0.8$ ADC, à comparer

¹Si nous mesurons cette dispersion juste après l’équilibrage des gains, cette dispersion est inférieure à 1%. Cependant l’évolution de la température, aussi stable soit-elle, entraîne un élargissement de la distribution sur le long terme. Cette dispersion reste inférieure à 5% dans tous les cas.

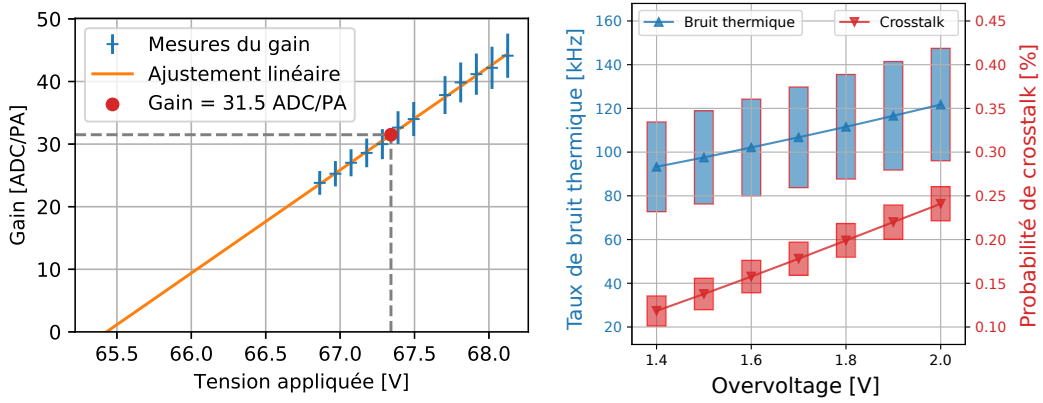


FIGURE 2.7 – Gauche : Evolution du gain en fonction de la tension d’utilisation. Un ajustement linéaire permet de déterminer la tension d’avalanche (intercept à un gain de 1) et la valeur de sur-tension à appliquer pour obtenir un gain de 31.5 ADC/PA. Droite : Evolution du gain, de l’efficacité de détection des photons ($P_{detection}$) et de la probabilité de crosstalk ($P_{crosstalk}$) en fonction de la sur-tension. Taux de bruit thermique (DCR) et probabilité de *crosstalk* en fonction de l’*overvoltage* utilisé. L’aire des boites représente la dispersion de cette valeur sur l’ensemble des canaux du détecteur. Droite : Evolution de l’efficacité et de la pureté du trigger *NS* en fonction des réglages utilisés et de l’*overvoltage*.

au gain moyen de 31.1 ± 0.9 ADC/PA. La précision ainsi obtenue est très bonne, ce qui est nécessaire afin d’opérer le trigger *NS* à basse amplitude.

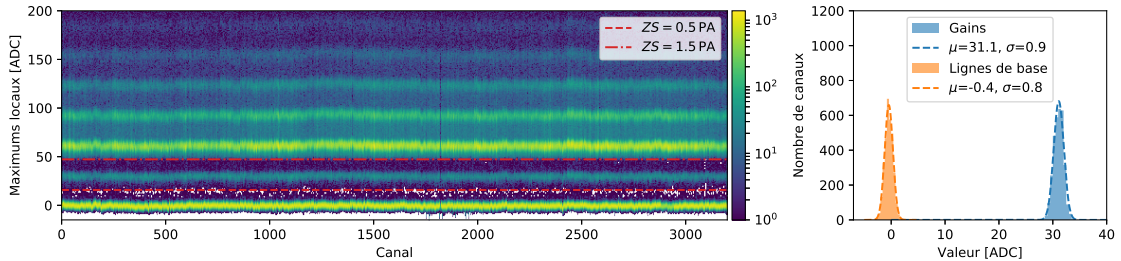


FIGURE 2.8 – Gauche : Spectre de bruit thermique (maximums locaux) pour les 3200 canaux du détecteur SoLid. Spectre issu d’un run de physique, d’où la présence des deux seuils de *ZS* utilisés. Nous pouvons remarquer des canaux manquants sur cette image. Ils sont au nombre de 36, principalement en raison de leur niveau de bruit. Droite : Distribution des lignes de base (orange) et du gain (bleu) par canal. Chaque histogramme contient 3164 canaux.

2.1.5.3 Caractérisation du bruit thermique et du cross-talk

Le taux de bruit thermique et le *crosstalk* peuvent être caractérisés à partir du spectre de bruit thermique, pour lequel nous nous assurons que le taux de comptage lié aux photons reste négligeable. Le taux de bruit thermique, DCR (Dark Count Rate), est défini comme l’intégrale du nombre d’événements reconstruits au dessus de 0,5 PA, soit :

$$DCR = \frac{1}{t_{acquisition}} \int_{0.5 PA}^{\infty} f(E) dE \quad (2.4)$$

Etant donné le taux de bruit thermique, de l'ordre de 100 kHz, la probabilité d'empilement reste inférieure au %. On peut ainsi considérer que tout pic supérieur à 1.5 PA représente un coup de bruit thermique ayant entraîné un ou plusieurs déclenchements par crosstalk. La probabilité de crosstalk, définie comme la probabilité pour un coup de bruit thermique de déclencher au moins une cellule voisine, est donc déterminée selon :

$$P_{\text{crosstalk}} = \frac{\int_{1,5 \text{ PA}}^{\infty} f(E) dE}{\int_{0,5 \text{ PA}}^{1,5 \text{ PA}} f(E) dE} \quad (2.5)$$

2.1.6 Électronique de lecture

L'électronique a été développée sur mesure, afin de répondre au cahier des charges spécifique à l'expérience SoLid. Chaque plan dispose de son électronique de lecture dédiée, pouvant être opérée de manière indépendante. Les 64 MPPCs d'un plan sont alimentés et lus par deux cartes analogiques. Les cathodes des MPPCs sont reliés à une haute-tension commune aux 32 canaux reliés à la carte (65-75V). L'anode est quant à elle reliée à une basse tension correctrice (0-4 V), permettant d'ajuster avec précision la sur-tension appliquée à chacun des MPPCs. Les signaux rapides des MPPCs, de l'ordre de la ns, sont mis en forme par les pré-amplificateurs, pour atteindre une longueur d'environ 200 ns. Ce temps de réponse plus lent nous permet de diminuer la fréquence d'échantillonnage, réduisant ainsi le nombre d'échantillons nécessaires à décrire les longs temps de scintillation des signaux *NS*.

Les deux cartes analogiques sont reliées à une carte numérique 64 voies. En premier lieu, cette carte numérique assure la digitalisation continue des signaux, à une fréquence de 40 MHz (échantillons de 25 ns) et une précision de 14 bits. Cette carte embarque aussi un FPGA, Xilinx Artix-7 XC7A200. Le FPGA est en partie utilisé comme une mémoire RAM, pouvant stocker environ 1500 échantillons par canal. Il permet également un traitement des signaux juste après leur numérisation. En particulier, une suppression du zéro, notée *ZS* (*zero-suppression*), permet de limiter la quantité de données à traiter. À titre d'exemple, supprimer tous les échantillons en dessous de 0.5 PA (1,5 PA) réduit d'un facteur 50 (resp. 250) les données à traiter et stocker². Ainsi, la profondeur de la mémoire tampon peut atteindre des durées supérieures à la milliseconde avec une *ZS* à 0.5 PA. Trois différents modes de déclenchement (périodique, seuil, neutron) sont également implémentés au niveau du FPGA. La logique est présentée dans le détail dans le chapitre 3.

Dans la continuité du blindage offert par les plans en aluminium chromé, les cartes analogiques et la carte numérique sont installées dans une cassette faisant office de cage de Faraday. Ces cassettes accueillent aussi les micro-contrôleurs assurant la lecture des capteurs de température et d'humidité installés dans le cadre du plan. La synchronisation en temps des différents plans est assurée par une horloge par module, contrôlée par une horloge globale (voir figure 2.4).

2.2 Construction du détecteur

La construction du détecteur a principalement pris place au sein du laboratoire de Physique et d'Astronomie de Gent au cours de l'année 2017. La fabrication manuelle du détecteur et sa qualification ont nécessité une préparation méticuleuse et beaucoup d'efforts. Une

²Ces deux facteurs sont valables pour un MPPC opéré à 10°C avec une sur-tension de 1.8 V.

procédure précise pour chaque étape de la construction a été développée, permettant d'accueillir une équipe de deux à trois personnes différente chaque semaine pour chaque tâche. En parallèle, l'instrumentation du conteneur et la production de l'électronique ont été assurées par les laboratoires anglais.

2.2.1 Production et assemblage

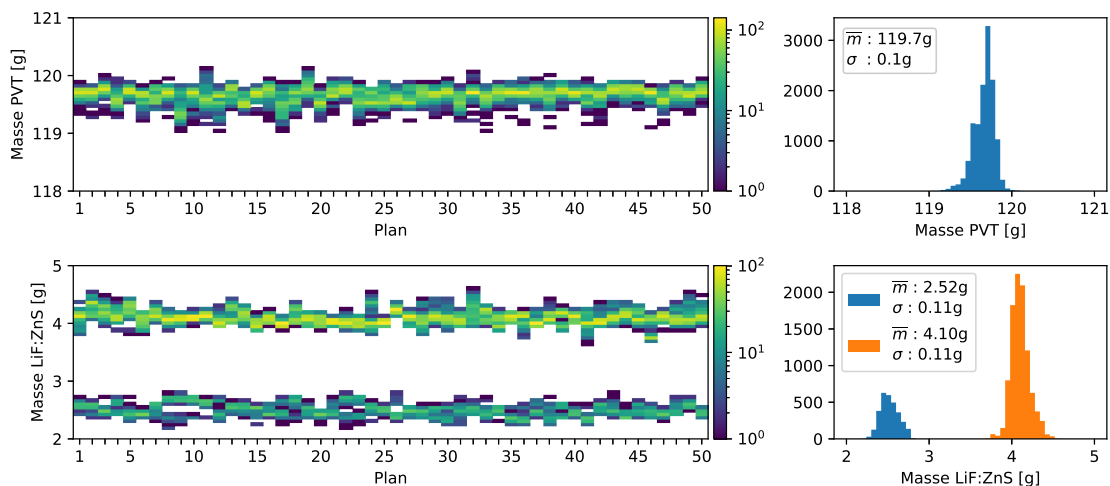


FIGURE 2.9 – Distribution en masse des cubes de PVT (bas) et des feuilles de LiF:ZnS (haut). Les feuilles de lithium sont séparées en deux lots, avec et sans revêtement en MOLINEX, en orange et en bleu respectivement sur la figure en haut à droite.

La chaîne d'assemblage était divisée en deux étapes distinctes, prenant place dans deux pièces totalement dédiées à cette activité. La première étape était la préparation des 12800 cellules de détection. Le PVT fut livré sous forme de cubes avec ses quatre rainures. Chaque cube était ensuite lavé avec un détergent de manière à éliminer les restes d'huile d'usinage utilisée lors de la découpe [69]. Dans le même temps, les feuilles de LiF:ZnS étaient découpées à l'aide d'une presse et de deux empreintes en métal³. Lors de l'assemblage, les deux feuilles de LiF:ZnS et le cube de PVT étaient pesés séparément avant d'être emballés dans la feuille de Tyvek. La cellule de détection complète était à nouveau pesée puis étiquetée à l'aide d'un code barre. Ce numéro unique permet de suivre la localisation du cube au sein du détecteur et d'en identifier tous ses composants (masse, batch). Les cellules étaient ensuite stockées dans des bacs hermétiques, protégées de la lumière et de l'humidité. Les distributions en masse des cubes composant les 50 plans du détecteur SoLid sont représentées sur la figure 2.9. En moyenne, un plan de détection contient $30,634 \pm 0,018$ kg de PVT et $0,956 \pm 0,015$ kg de LiF :ZnS⁴. Au total, le détecteur contient 1531,721 kg de PVT et 47,766 kg de LiF :ZnS.

L'étape suivante a consisté à assembler et à instrumenter les 50 plans de détection. Ceux-ci ont pu être assemblés au rythme d'un plan par jour par une équipe de deux personnes, en suivant exactement la même procédure. Le cadre en aluminium et le réflecteur

³L'une des feuilles étant traversées par des fibres optiques, deux géométries différentes étaient nécessaires.

⁴Les incertitudes associées aux masses moyennes proviennent de la dispersion observée à 1σ sur l'ensemble des 50 plans.

neutron en polyéthylène étaient placés à l’horizontal afin de pouvoir positionner les 256 cubes. Une fois les cubes ajustés, les câbles de connection étaient installés dans le cadre en aluminium et les 64 fibres optiques insérées à travers chaque ligne/colonne de cubes. Après couplage optique, les MPPCs et les miroirs étaient solidarisés au cadre par pression mécanique et collage de leur connecteur. Lors de l’assemblage, chacun des composants étaient proprement identifiés et leur localisation était sauvegardée dans une database dédiée. Enfin, avant leur intégration dans un module, chaque plan a été testé et qualifié à l’aide du système CALIPSO décrit dans la section suivante.

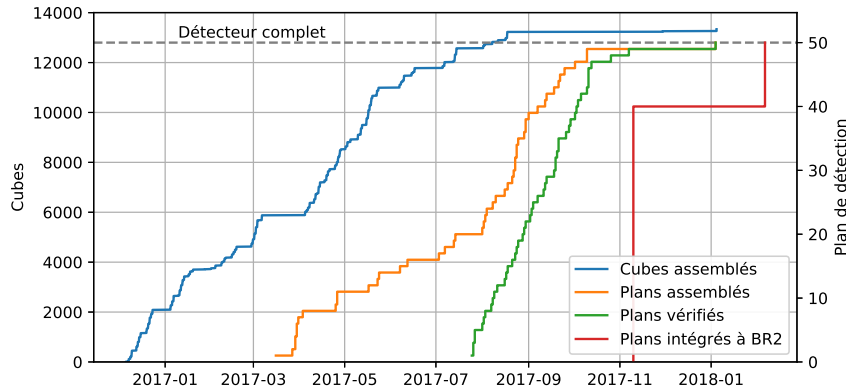


FIGURE 2.10 – Planning de construction et de qualification des 12 800 cubes et des 50 plans de détection SoLid. L’arrêt observé pour la construction du dernier plan (août 2017 à janvier 2018) provient d’un délai de livraison.

2.2.2 Procédure d’Assurance-Qualité

Cette section décrit la méthodologie suivie pour s’assurer de la qualité et de l’homogénéité des plans lors de la phase de construction. Il s’agissait de vérifier la réponse de chacune des 12800 cellules de détection, en terme de collection de lumière et d’efficacité neutron. Pour ce faire, la collaboration a conçu et construit le dispositif CALIPSO, dont une description complète est donnée en référence [70]. Ce système automatisé fonctionnait en parallèle des autres tâches de construction et nécessitait très peu de moyens humains. En outre, il nous assurait une procédure de qualification efficace, précise et reproductible.

2.2.2.1 CALIPSO

Le système CALIPSO, représenté en figure 2.11, permet le déplacement automatisé de sources radioactives devant chaque plan de détection. Le support de source permet d’accueillir une tête de calibration gamma, utilisée avec une source ^{22}Na , ou un collimateur neutron, utilisé avec une source ^{252}Cf ou AmBe. Le déplacement de la source dans le plan XY est assuré par deux moteurs pas-à-pas, d’une précision de l’ordre du millimètre. Cette partie motorisée est installée sur un châssis mobile, pouvant être déplacé selon l’axe Z avec une précision de l’ordre du demi-centimètre. L’ensemble est placé sur une structure accueillant et sécurisant le plan tout au long des mesures. Une fois un plan de détection intégré dans le système CALIPSO, deux ensembles de mesure (gamma et neutron) étaient réalisés de façon automatique. La campagne de qualification débuta durant l’été 2018, au rythme d’un plan par jour.

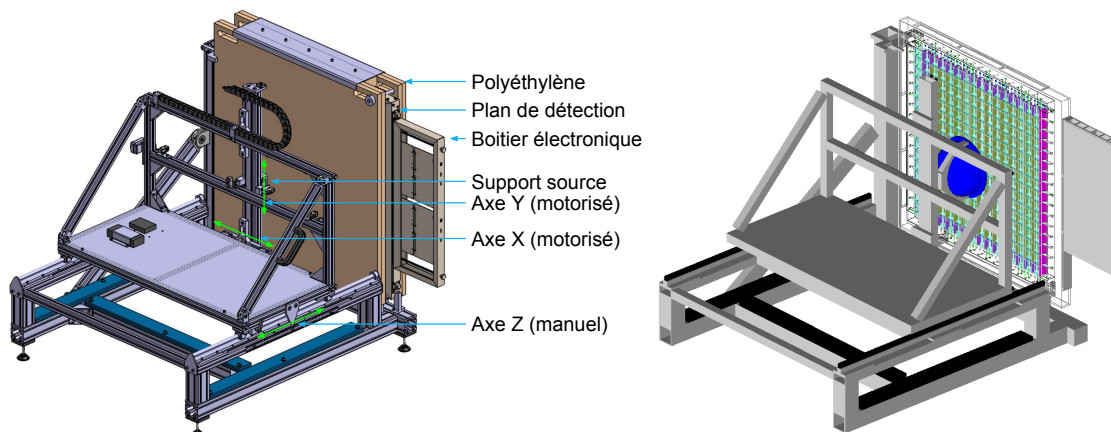


FIGURE 2.11 – Schéma du système de calibration CALIPSO : conception mécanique (droite) et modèle GEANT4 avec le collimateur neutron (gauche).

2.2.2.2 Contrôle de la collection de lumière

Le contrôle de la collection de lumière, a été réalisé à l'aide d'une source de ^{22}Na qui émet des gammas d'énergie $E_\gamma = 1,27\text{ MeV}$. Etant donné le faible volume des cubes de PVT et leur faible coefficient d'absorption, il est très peu probable de voir un gamma déposer toute son énergie dans un seul cube. La détermination de la collection de lumière ne peut donc s'appuyer que sur la mesure du front Compton à $1,057\text{ MeV}$.

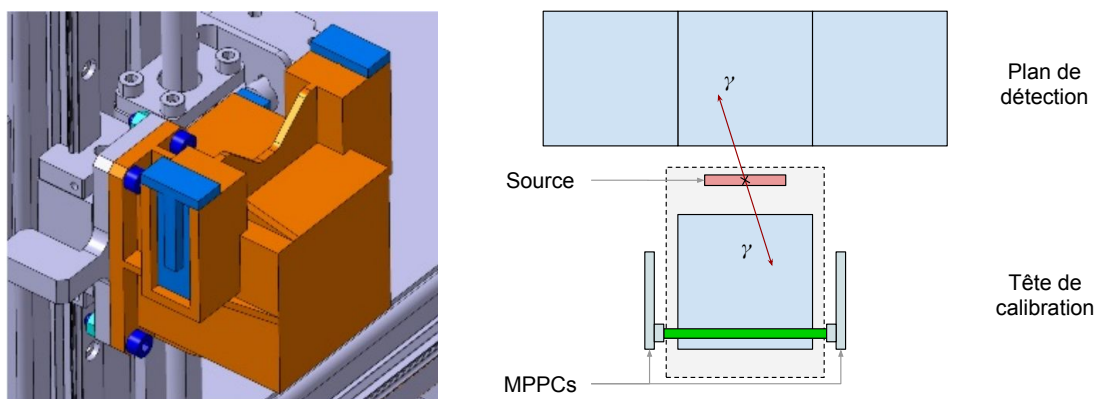


FIGURE 2.12 – Gauche : schéma de CAO représentant la tête de calibration gamma. Le cube en PVT est isolé optiquement dans la pièce orange. Les deux trappes d'accès bleues permettent d'insérer la fibre et les MPPCs. Le système se couple à CALIPSO à l'aide de 4 vis. Gauche : représentation schématique du fonctionnement de la tête de calibration.

Afin de limiter la contribution du bruit de fond lors de ces mesures, une tête de calibration spéciale a été développée. Une représentation schématique de cette dernière est disponible figure 2.12. Composée d'un cube SoLid traversé par une courte fibre optique lue à ses deux extrémités par des MPPCs, cette tête permet de détecter en coïncidence les gammas d'annihilation issus de la source de ^{22}Na . Le déclenchement est dirigé par le cube externe, permettant ainsi d'obtenir un échantillon très pur en diffusion Compton de basse énergie dans le plan. Ce système vient se raccorder à la place des deux canaux normalement utilisés pour la lecture du plan de détection.

Deux méthodes indépendantes, illustrées en figure 2.13, ont été mises en place pour estimer la collection de lumière, exprimée en PA/MeV/Cube. La première consiste à ajuster le front compton par la formule analytique de Klein-Nishina. La deuxième technique se base sur un test de Kolmogorov-Smirnov, consistant à comparer le spectre mesuré avec des spectres simulés. Ceux-ci sont obtenus par une modélisation Monte-Carlo convoluée avec différentes valeurs de collection de lumière variant entre 50 et 120 PA/MeV/Cube. Les résultats obtenus par les deux méthodes sont compatibles à 2 % près. Ils montrent que la valeur moyenne de la collection de lumière atteint environ 83 PA/MeV/Cube (voir section 2.2.2.4). Ces deux méthodes, aussi appliquées à la calibration sur site du détecteur, seront développées en détail dans le chapitre 4.

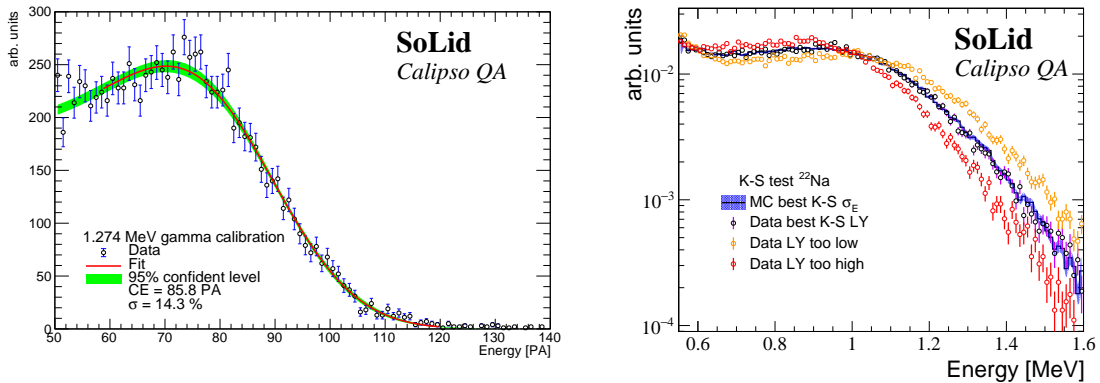


FIGURE 2.13 – Illustration de la mesure de la collection de lumière : ajustement analytique par la formule de Klein-Nishina (gauche) et test de Kolmogorov-Smirnov (droite) [70].

2.2.2.3 Contrôle de la réponse neutron

Réduction des effets environnementaux

Etant donné que les sections efficaces de capture neutron varient en $1/E$, les neutrons subissent généralement des dizaines de collisions élastiques avec le détecteur et son environnement avant d'être capturés à l'énergie thermique (voir chapitre 4). La calibration en efficacité absolue d'un détecteur neutron est donc une mesure délicate qui nécessite, en plus d'un environnement stable, un hall de mesure aussi grand et vide que possible. Or, l'emplacement utilisé à Gent pour les mesures CALIPSO n'était pas dédié à cette activité. Il n'était pas concevable de modéliser correctement la totalité de l'environnement et d'en assurer la permanence durant les 6 mois à 1 an de construction. Il a donc fallu trouver le moyen de s'affranchir, autant que faire se peut, des effets liés à l'environnement proche de CALIPSO. L'objectif était de minimiser la capture des neutrons ayant subi une diffusion dans l'environnement, nommés neutrons indirects, tout en maximisant la détection des neutrons ne quittant pas l'ensemble CALIPSO, nommés neutrons directs.

Tout d'abord, deux plaques de PE, de 5 cm d'épaisseur, jouant le rôle de modérateur et de réflecteur, ont été placées de part et d'autre du plan de détection (voir figure 2.11). Elles permettaient d'une part de modérer le flux direct et d'augmenter la probabilité de capture, et d'autre part de réduire la probabilité qu'un neutron indirect, sorti de CALIPSO et ayant diffusé dans l'environnement, ne revienne jusqu'au plan de détection. En second lieu, nous avons rajouté un collimateur neutron, constitué d'une demi-sphère de PE de 12.5 cm de

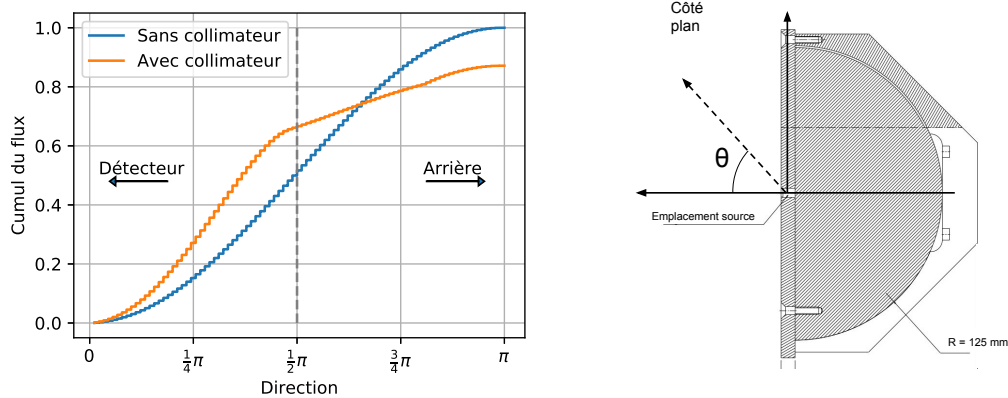


FIGURE 2.14 – Gauche : simulation GEANT4 de la distribution angulaire du flux de neutrons attendu avec et sans collimateur. Droite : schéma mécanique du collimateur : la demi-sphère contenant la source est en PE et la structure en arc supportant le système est en aluminium.

rayon (voir figure 2.14). A l’instar des plans de PE, ce collimateur, en focalisant et en thermalisant le flux vers l’avant (voir figures 2.14 et 2.15), favorisait la détection des neutrons directs. Alors que le flux de neutrons indirects est relativement homogène sur le plan, le flux direct est concentré à l’avant de la source. En dernier lieu et au moment de l’analyse, nous avons donc appliqué une coupure topologique afin de ne prendre en compte que les neuf cubes les plus proches de la source. Comme résumé sur la figure 2.15, cette stratégie nous a globalement permis de gagner un facteur 3 en taux de comptage tout en réduisant de 2 à 3 ordres de grandeur la contribution de l’environnement de CALIPSO. En termes de mesure d’efficacité de détection relative, cette configuration nous garantissait une incertitude systématique, liée à l’environnement, inférieure au %.

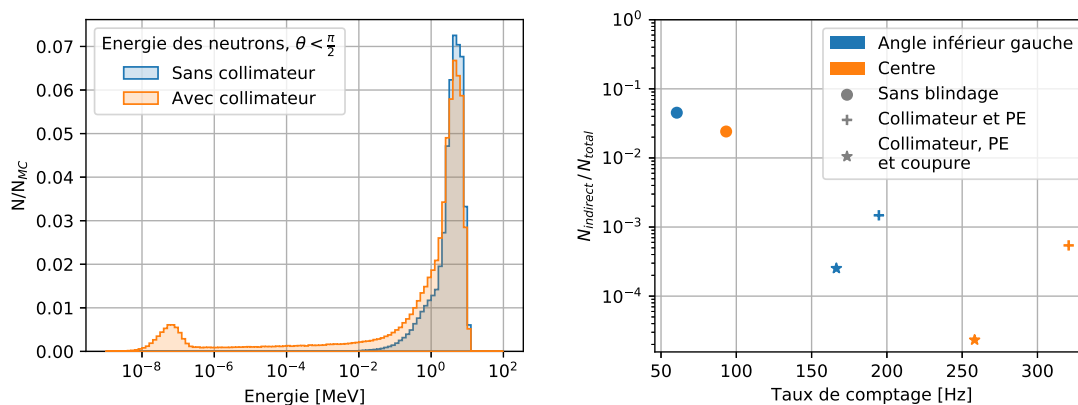


FIGURE 2.15 – Gauche : spectre en énergie pour $\theta < \frac{\pi}{2}$ (vers le plan de détection) avec ou sans collimateur. Droite : impact du collimateur, des plans de PE et de la coupure spatiale sur le taux de comptage et la proportion de neutrons indirects mesurée pour une source ^{252}Cf située à 2 positions différentes.

Efficacité relative de reconstruction

L'efficacité absolue de détection neutron ϵ_{det} peut être définie comme le produit :

$$\epsilon_{det} = \epsilon_{capt} \times \epsilon_{reco} \quad (2.6)$$

où ϵ_{capt} est l'efficacité de capture, c'est à dire la probabilité pour un neutron d'être capturé dans une feuille de ${}^6\text{LiF:ZnS}$, et ϵ_{reco} est l'efficacité de reconstruction, c'est à dire la probabilité que la capture soit détectée, enregistrée et identifiée comme telle. De même, on pourra factoriser l'efficacité de reconstruction selon :

$$\epsilon_{reco} = \epsilon_{trig} \times \epsilon_{PID} \quad (2.7)$$

où ϵ_{trig} est la probabilité que le signal induit par la capture déclenche le détecteur et ϵ_{PID} la probabilité d'identifier ce signal comme un neutron lors de l'analyse des données.

L'efficacité de capture ϵ_{capt} est proportionnelle à la probabilité de voir le neutron traverser la feuille de ${}^6\text{LiF:ZnS}$, pondérée par la probabilité qu'il soit capturé lors de son passage. Dès lors, elle dépend de la position initiale et de l'énergie initiale du neutron, ainsi que de son transport dans le dispositif expérimental. Elle doit donc être estimée à partir de simulations Monte-Carlo pour chacune des positions de la source. Dans la configuration neutron de CALIPSO, l'efficacité de capture est de l'ordre de $\approx 15\%$ ⁵. A contrario, l'efficacité de reconstruction ne dépend que des performances du détecteur : collection de lumière, efficacité de déclenchement et d'identification. Sa valeur est déterminée en comparant les données mesurées avec des prédictions Monte-Carlo.

Dans le but de caractériser la réponse neutron du détecteur, nous avons donc utilisé l'efficacité de reconstruction relative. Celle-ci permet de s'affranchir des incertitudes liées aux modèles Monte-Carlo et de la dépendance arbitraire au transport neutron. Pour chacun des cubes (i,j,k), l'efficacité de reconstruction relative est définie comme le rapport entre son efficacité de reconstruction et la moyenne sur les 50 plans des efficacités de reconstruction des cubes localisés exactement à la même position (i,j). En pratique, il s'agissait de comparer des taux de comptage neutron, $N(i, j, k)$, normalisés au temps d'acquisition et obtenus dans des configurations expérimentales identiques :

$$\epsilon_{rel}(i, j, k) = \frac{N(i, j, k)}{\overline{N(i, j)}} \quad (2.8)$$

avec :

$$\overline{N(i, j)} = \frac{1}{50} \sum_{k=1}^{50} N(i, j, k) \quad (2.9)$$

Lors de cette campagne de qualification, la reconstruction des événements NS se basait sur la méthodologie développée lors de l'analyse SM1 et sur une configuration optimisée de l'électronique nous assurant une très bonne pureté du trigger [70]. Le rapport entre l'intégrale et l'amplitude du signal, noté IonA, nous fournissait une variable de contrôle et de sélection des événements "neutron" (voir figure 2.16). Les résultats de ces mesures pour la totalité des plans sont présentés dans la section suivante.

⁵En comparaison, l'efficacité de capture d'un neutron produit au centre du détecteur par IBD est de l'ordre de $\approx 70\%$

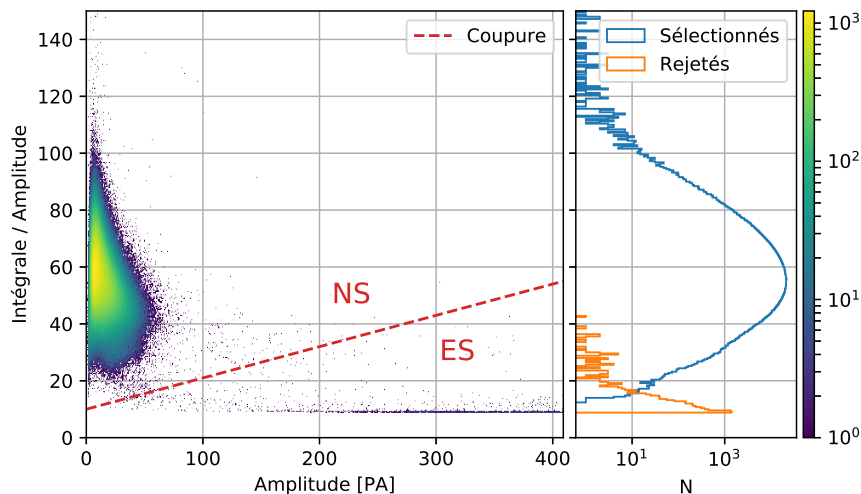


FIGURE 2.16 – Sélection des candidats *NS* lors de qualification du plan 50. (Gauche) Rapport intégrale sur amplitude (IonA) en fonction de l'amplitude et coupure de sélection *NS* (ligne pointillée rouge). (Droite) Projection du rapport IonA pour les événements sélectionnés et rejetés.

2.2.2.4 Bilan et résultats de la phase de QA

Malgré quelques problèmes de construction, la phase de qualification fut un succès et a validé la réponse et l'homogénéité du détecteur. Le problème le plus fréquent concernait une mauvaise collection de lumière, affectant également l'efficacité neutron. Deux autres problèmes concernant uniquement l'efficacité de détection neutron ont également pu être identifiés. Une des cellules de détection ne contenait qu'une seule feuille de LiF:ZnS et un lot constructeur de feuilles LiF:ZnS ne contenait pas le bon dopage en ${}^6\text{Li}$. La figure 2.17 illustre l'identification de ces problèmes avec le système CALIPSO. Dans tous les cas, une intervention sur le plan a été réalisée afin de corriger le couplage optique du canal en question (démontage du MPPC, remplacement de la graisse optique, ré-insertion dans le châssis et collage) ou remplacer la feuille de LiF:ZnS du cube défectueux. Le plan était ensuite systématiquement ré-analysé avec la source ${}^{22}\text{Na}$ ou la source ${}^{252}\text{Cf}$ de manière à valider les réparations effectuées.

Les résultats de la phase de qualification sont résumés sur la figure 2.18. Nous avons obtenu une collection de lumière supérieure aux spécifications initiales avec une valeur moyenne de l'ordre de 83 PA/MeV/Cube (sans correction du crosstalk), et une dispersion entre cube raisonnable inférieure à 10 %. En terme de réponse neutron, l'efficacité de reconstruction neutron est supérieure à 60 %, avec une dispersion entre cubes inférieure à 10 %, ce qui est de même compatible avec les objectifs physiques. Il est important de noter qu'à ce stade, les performances du détecteur n'étaient pas encore optimisées (fonctionnement à température ambiante, valeur de la sur-tension à 1.5 V, logique de déclenchement sommaire). Ces performances ont été sensiblement améliorées pour la prise de données physique, pour laquelle le détecteur était refroidi et le gain optimisé (voir chapitre 4).

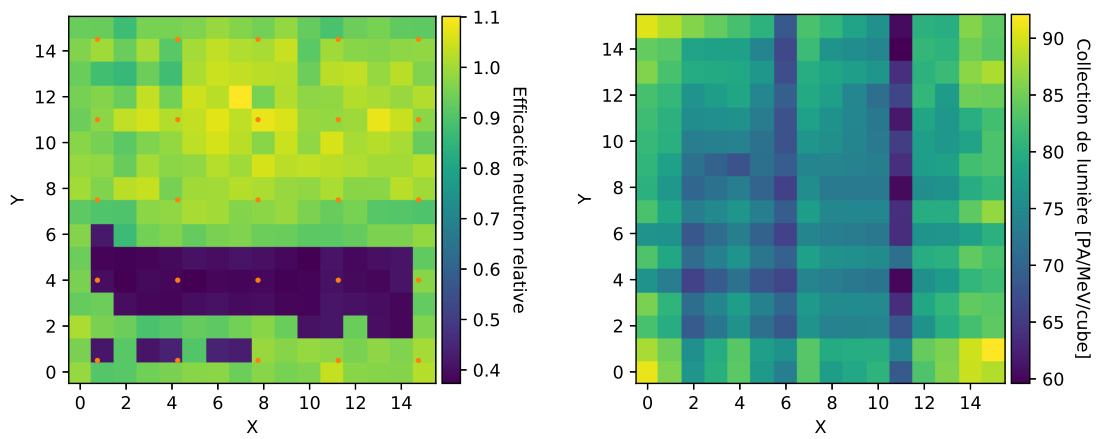
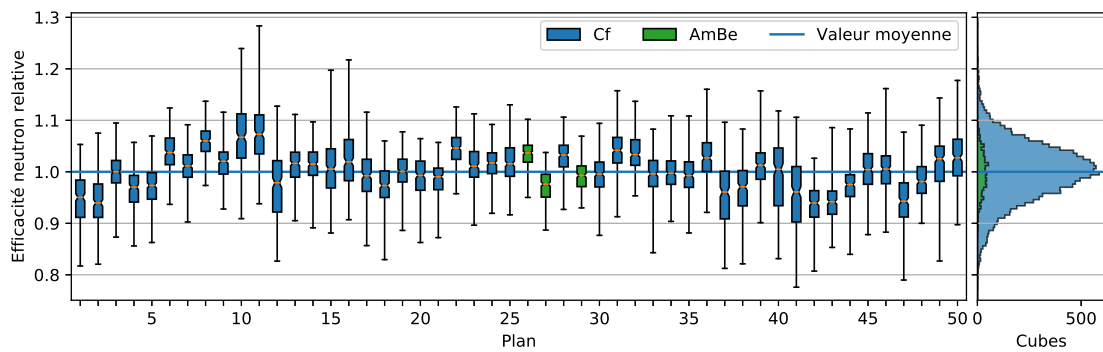
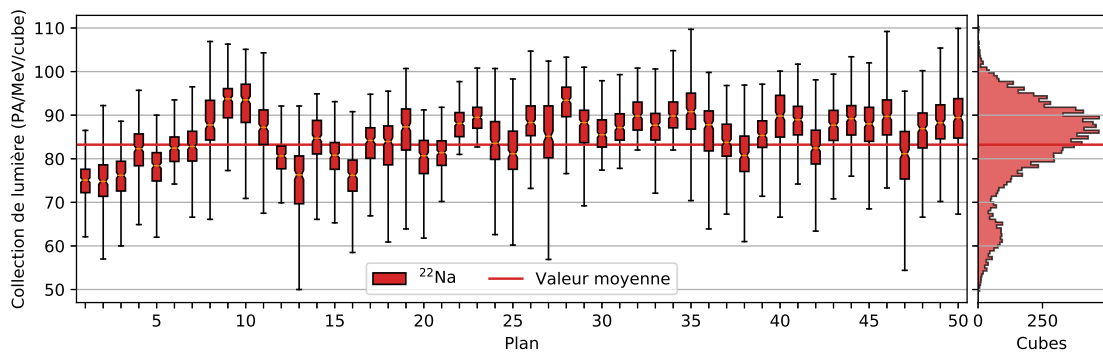


FIGURE 2.17 – Exemples d’identification des problèmes de construction. Gauche : Efficacité relative de reconstruction neutron pour le plan 16. Les cubes possédant une mauvaise efficacité ont été identifiés comme contenant des feuilles de LiF:ZnS provenant d’un mauvais lot. Droite : Collection de lumière pour le plan 13. Certaines colonnes renvoient une collection de lumière trop faible, imputable à un mauvais couplage optique.



(a) Efficacité de reconstruction neutron relative : en bleu les plans testés avec la source de ^{252}Cf et en vert les plans testés avec la source d'AmBe.



(b) Collection de lumière. La deuxième population correspond aux cubes dont l'une des fibres verticales était débranchée pour pouvoir lire la tête de calibration gamma (voir section 2.2.2.2). Ces cubes, ne possédant que 3 fibres actives, ne pouvaient collecter que 75 % de la lumière attendue.

FIGURE 2.18 – Résultats de la phase de QA : (a) réponse neutron, (b) collection de lumière. (Gauche) Représentation "Candle" pour l'intégralité des plans SoLid. La structure pleine représente les cubes dont la réponse est comprise dans le deuxième et le troisième quartile (50 % des données). Les barres d'incertitude les valeurs minimales et maximales. (Droite) Projection pour l'intégralité des cubes de détections [70].

2.3 Intégration et opération du détecteur à BR2

2.3.1 Le site expérimental BR2

SoLid opère auprès du réacteur BR2 du SCK • CEN (MoL, Belgique). Mis en service en 1961, ce réacteur expérimental produit l'un des plus importants flux de neutrons au monde aussi bien dans le domaine thermique que dans le domaine rapide (fission), de l'ordre de $10^{15} \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Il est principalement utilisé pour de la R&D de combustible nucléaire innovant, pour la production de radio-isotopes médicaux ($^{99\text{m}}\text{Tc}$) et le dopage de semi-conducteurs en silicium [71].

Ce réacteur de recherche possède une géométrie unique au monde. La partie centrale consiste en une matrice en béryllium composée de 79 conduits hexagonaux contenant les éléments fissiles, les barres de contrôle et les divers échantillons à irradier. Cette matrice qui sert également de modérateur est confinée dans une enceinte en aluminium, elle-même complètement immergée dans la piscine du réacteur (voir figure 2.19). Cette conception en "piscine ouverte" permet d'accéder facilement au coeur du réacteur, tout en assurant une protection radiologique efficace même lorsque celui-ci fonctionne à pleine puissance.

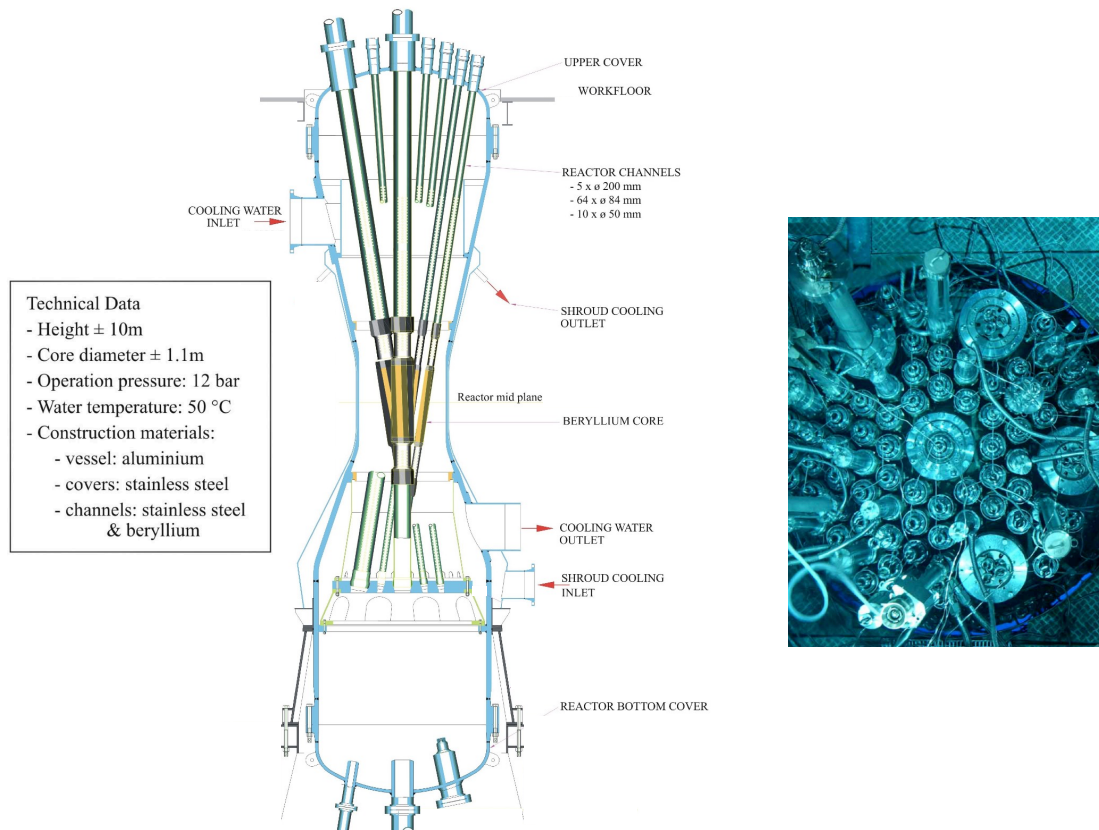


FIGURE 2.19 – (Gauche) Schéma représentant le coeur du réacteur BR2 dans son enceinte en aluminium (bleu). Les différents tubes guides (verts) permettent l'insertion du combustible, des barres de contrôles ainsi que des échantillons à irradier. La réaction en chaîne prend place au niveau de la matrice en Béryllium (jaune). (Droite) Photographie de la piscine du réacteur vue du dessus.

Le coeur est alimenté en Uranium 235 hautement enrichi (95,3 %). De par sa concep-

tion, il peut produire une puissance thermique de l'ordre de 60 à 80 MW_{th}, tout en combinant un volume effectif du cœur inférieur au mètre cube ($\emptyset \simeq 50$ cm, $h \simeq 90$ cm). Il émet donc un flux de neutrinos de l'ordre de $1.5 \cdot 10^{19} \bar{\nu}_e/s$. En pratique, BR2 ne fonctionne que 150 jours par an, répartis approximativement en 6 cycles de 25 jours.

2.3.2 Positionnement et blindage du détecteur

Le détecteur SoLid est situé au niveau 3 de l'enceinte de confinement BR2, au même emplacement que le furent les deux prototypes NEMENIX et SM1 [66, 67]. Les 50 plans de détection sont orientés perpendiculairement à l'axe détecteur-réacteur au plus près du cœur. Ainsi le volume sensible du détecteur est situé entre 6,3 et 8,9 m du centre nominal du cœur du réacteur BR2 (voir Figure 2.20).

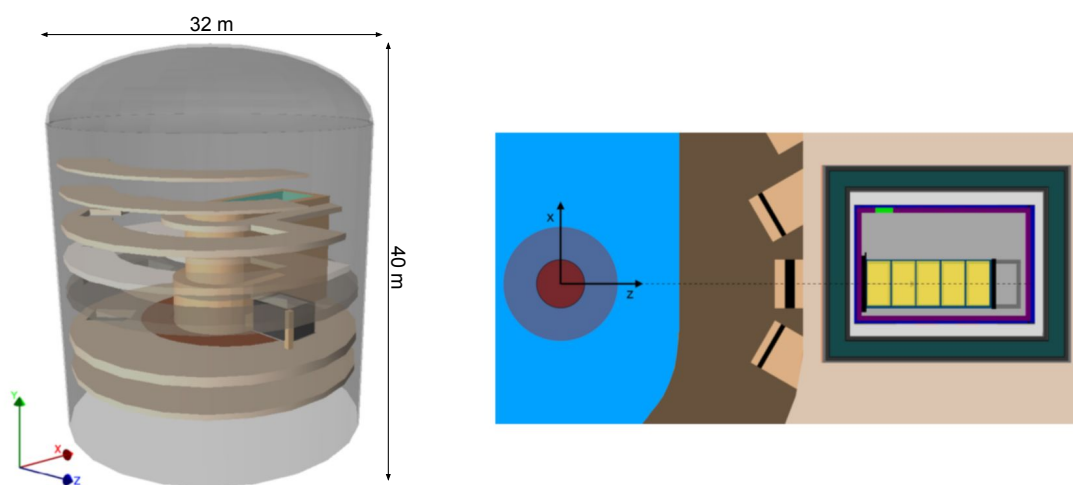


FIGURE 2.20 – Gauche : Représentation 3D du modèle GEANT4 (SoLidSim) de la géométrie BR2 et positionnement du détecteur SoLid. Droite : Projection verticale avec le cœur de réacteur (rouge), la piscine (bleu clair), le blindage passif (vert foncé), le conteneur (violet) et les modules de détection (jaune).

À cet étage de l'enceinte de confinement, aucune autre expérience n'est en cours et tous les "beam-ports" ont été blindés avec 20 cm de Plomb. De plus, la configuration en piscine ouverte nous offre une protection radiologique très efficace contre les neutrons et gammas produits dans le cœur. Cela fut confirmé par les mesures NEMENIX et SM1, pour lesquelles les transitions ON/OFF n'affectaient que de 25 à 50 % le taux de coïncidences fortuites (neutron + gamma) [66, 67]. Néanmoins, le bâtiment réacteur n'offre que très peu de protection contre le rayonnement cosmique (< 10 m équivalent eau, ou m.w.e) et il est attendu que les neutrons rapides produits par spallation constituent le bruit de fond principal de l'expérience. Le détecteur dans son conteneur est donc entouré d'un blindage passif, dont la composition et les dimensions ont été optimisées à l'aide de simulation GEANT4. Celui-ci est composé de matériaux à faible Z. Il est constitué de briques d'eau de 50 cm d'épaisseur assemblées sur ses 4 cotés, et de plaques de PE, de 50 cm d'épaisseur, arrangées au-dessus sur une structure en acier ; le tout pour une masse totale de 27.8 tonnes (voir Figures 2.20 et 2.21). Deux raisons motivent le choix d'utiliser des matériaux légers. Premièrement, en tant que matériaux riches en hydrogène, ce sont les meilleurs modérateurs pour ralentir les neutrons. Deuxièmement, l'ajout d'une grande quantité d'éléments lourds (plomb, fer, etc ...) aurait pour inconvénient de pro-

duire beaucoup de neutrons rapides par réaction de spallation, et ceci au plus près du détecteur. Toutefois, afin de capturer les neutrons thermalisés ayant possiblement traversé le blindage sans être capturés, des fines feuilles de cadmium, de 2 mm d'épaisseur, sont finalement insérées entre le blindage et le conteneur.

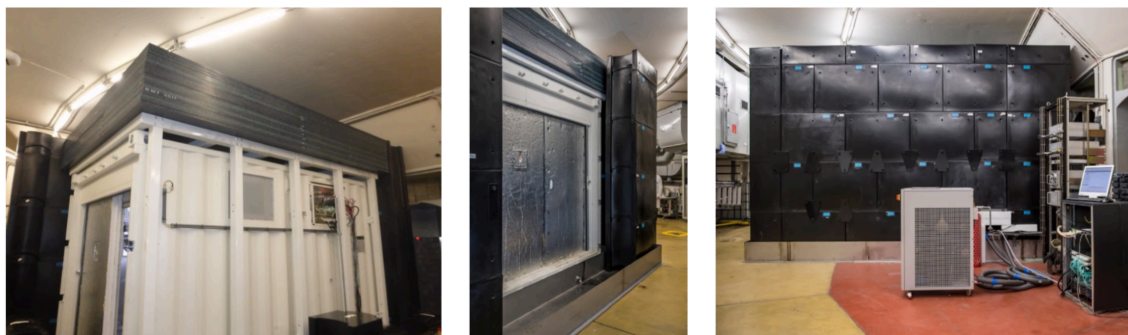


FIGURE 2.21 – Photos de l'intégration du détecteur sur site à BR2 : blindage (briques d'eau et plaques de PE de couleur noire) et conteneur (structure blanche en acier).

2.3.3 Mode Opérateur du détecteur

L'acquisition du détecteur SoLid, ainsi que la centralisation des données des différents capteurs sont assurés par un serveur dédié, présent à l'extérieur du conteneur à quelques mètres du détecteur. Les connections, en fibres optiques, se font via un patch panel présent sur le coté du conteneur.

L'opération quotidienne du détecteur est assurée par le programme SoLid Data Quality Management (SDQM), développé par la collaboration. En premier lieu, ce programme contrôle la prise de données et gère le transfert et le stockage dans une architecture pérenne et stable. Il est également chargé d'analyser une petite partie des données (< 10 %) afin d'en extraire des informations sur le fonctionnement du détecteur (voir Figure 2.22). C'est aussi ce programme qui nous permet d'acquérir les données des différents capteurs, et de les enregistrer dans une base de données. Il offre également une interface Web permettant de visualiser les données des capteurs ainsi que les résultats de l'analyse des données. Cette interface permet aussi de contrôler le détecteur, le système de calibration et la prise automatique de données.

En outre, nous avons accès à la base de données BIDASSE (BR2 Integrated Data Acquisition System for Survey and Experiments) qui nous fournit les paramètres de fonctionnement du réacteur, en particulier la puissance thermique, les niveaux de radiation et les paramètres environnementaux (température, pression, humidité) au sein et à l'extérieur de l'enceinte de confinement.

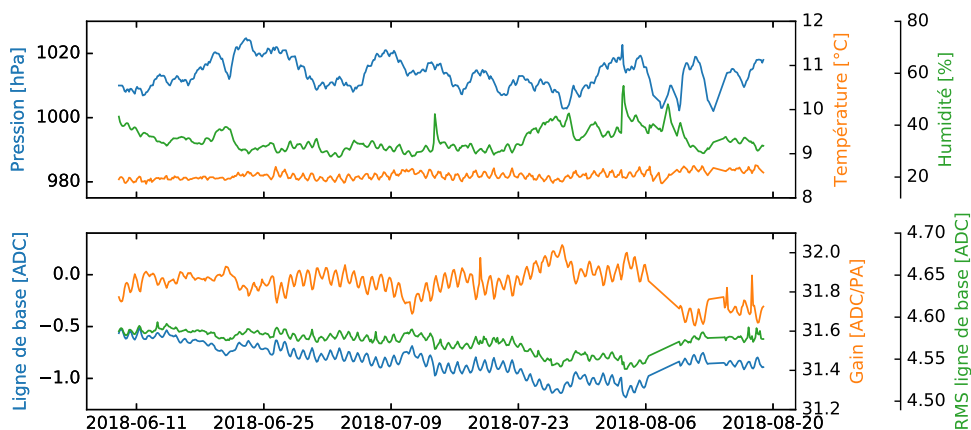


FIGURE 2.22 – Evolution du gain et de la position/dispersion de la ligne de base pour la période juin et juillet 2018. Nous pouvons observer un effet jour nuit, spécialement présent au mois de juillet, où les différences de température sont les plus élevées. Malgré cet effet, le gain et la ligne de base restent très stables.

2.4 Modélisation Monte-Carlo

Cette section présente la chaîne de simulation Monte-Carlo et les modèles de physique permettant de reproduire la réponse du détecteur. La fiabilité de cette modélisation est d'une importance cruciale pour pouvoir comprendre et identifier correctement les différents processus lors de l'analyse des données. Cette étude complexe est divisée en plusieurs programmes indépendants.

2.4.1 Modèle GEANT4

La première étape consiste à modéliser le transport des particules et à déterminer les dépôts d'énergie dans les scintillateurs. Cette étude est réalisée à l'aide d'un modèle GEANT4 [72], nommé SoLidSim. Concernant la géométrie implémentée, nous pouvons distinguer trois niveaux, selon le degré de détail exigé et leurs échelles de grandeur :

1. Les plans de détection sont reproduits avec le plus de fidélité possible, avec les cellules de détection (PVT, LiF:ZnS, Tyvek), les fibres optiques, les MPPCs, les cadres en aluminium et les réflecteurs "neutron" en PE. Leurs géométries, compositions et densités sont représentées de façon aussi exactes que possible.
2. Le conteneur (structure, chariot, rails) et son instrumentation sont modélisés sans reproduire les motifs fins, avec pour objectif une répartition de matière proche de la réalité. Une exception doit être relevée pour CROSS, et en particulier son support de source, qui de par sa proximité avec le détecteur doit être modélisé avec précision.
3. Le réacteur et sa piscine, le hall expérimental ainsi que l'enceinte de confinement, sont reproduits de façon schématique. Ces éléments sont nécessaires pour simuler le transport du rayonnement cosmique (muons, neutrons) et estimer le taux potentiel de neutrons de spallation produits au plus près du détecteur.

En ce qui concerne les modèles de physique, une attention particulière a du être portée pour le transport neutron. La technologie SoLid se base sur la capture des neutrons à l'énergie thermique ($\sim 0,025$ eV). Or pour des énergies inférieures à l'eV, la diffusion élastique du neutron sur l'hydrogène ne peut plus être simulée en se basant simplement sur les sections efficaces élastiques dans un gaz parfait. Il est nécessaire de prendre en compte les liaisons chimiques entre atomes. En d'autres termes, le neutron ne diffuse plus sur un noyau d'atome d'hydrogène libre, mais sur un atome d'hydrogène lié à une structure moléculaire, ce qui a pour conséquences de modifier les sections efficaces et les transferts d'énergie. Aucun modèle analytique ne permet de prendre en compte ces effets et il n'existe pas de données disponibles concernant le PVT qui constitue la quasi-totalité de notre modérateur. L'approche a donc consisté à utiliser les sections efficaces mesurées pour le PE [73], dont la composition chimique ($[\text{C}_2\text{H}_4]_n$) est très proche⁶. Ces effets sont pris en charge dans GEANT4 par les bibliothèques G4NDL et NeutronHP [74].

En plus des générateurs de particules uniques et mono-énergétiques fournis par le logiciel GEANT4, la collaboration a développé tout un panel de générateurs d'événements lui permettant de reproduire :

- les sources neutrons ^{252}Cf et AmBe selon les spectres en énergie de la norme ISO [75],
- les sources gamma et positron et leur décroissance radioactive (^{22}Na , ^{137}Cs , ^{207}Bi),
- la cascade Bi-Po,
- les événements IBD (voir section 2.1), en considérant le spectre en énergie neutrino spécifique à BR2 et la distribution en position des vertex d'interaction fournis par le générateur de neutrino SOLO (voir section 2.4.3),
- les muons et neutrons atmosphériques. La génération des muons est assurée par un générateur utilisant la paramétrisation de Guan [76]. Pour les neutrons, la paramétrisation est celle proposée par Gordon [77].

2.4.2 Simulation de la réponse du détecteur

La modélisation GEANT4 nous fournit les répartitions spatiales et temporelles des dépôts d'énergies de chacune des interactions pouvant avoir lieu dans notre détecteur. L'étape suivante va consister à reproduire la réponse du détecteur en terme de collection de lumière et de réponse de ces MPPCs. La collaboration a développé un code dédié, ROsim, qui se divise naturellement en deux parties distinctes.

Pour sa partie optique, ce code génère la production des photons de scintillation dans le PVT et dans le ZnS, en prenant en compte les non-linéarités de la réponse en énergie en fonction du type de particule, selon la formule empirique de Birks. Le modèle prend aussi en compte la perte de photons due à la diffusion et à l'absorption dans le PVT, dans les feuilles de LiF :ZnS et le Tyvek. La transmission des photons dans les fibres optiques est corrigée de l'atténuation et de la réflexion sur le Mylar aluminisé. Finalement, le nombre total de photons, atteignant la surface des MPPCs, est tiré aléatoirement selon une loi de Poisson, puis distribué dans le temps selon les temps de scintillation du PVT et du ZnS. L'ensemble des paramètres de ce modèle est soit issu des données constructeur, soit ajusté

⁶En dehors du rapport Carbone/Hydrogène, la principale différence entre les deux matériaux est la présence d'un cycle aromatique dans les chaînes composants le PVT. Une étude préliminaire, réalisée en 2016, semble indiquer un bon accord entre GEANT4 et MCNP pour les matériaux étudiés. MCNP étant le code de simulation faisant référence pour les neutrons à ces énergies, ce choix nous a semblé raisonnable.

à partir des mesures réelles obtenues avec le détecteur en run physique ou de calibration.

Dans un second temps, il s’agit de reproduire la réponse des MPPCs, en terme de nombre de PAs. Pour ce faire, nous prenons en compte le bruit thermique et la probabilité de crosstalk obtenu lors des mesures. L’ensemble est ensuite converti en signaux électriques numérisés, de manière à pouvoir émuler la logique des systèmes de déclenchement. Ces données simulées sont produites avec le même format que les données brutes du détecteur et vont ensuite pouvoir être analysées en utilisant le même code d’analyse SAFRON.

2.4.3 Modélisation du flux de neutrinos

Cette partie décrit la chaîne de simulation permettant de modéliser le flux de neutrinos émis par le coeur du réacteur BR2, l’acceptance du détecteur SoLiD et finalement les vertex d’interaction neutrino (position et énergie) au sein de ses cellules de détection. Ces prédictions souffrent de grandes incertitudes. En premier lieu, la puissance thermique du réacteur n’est connue qu’à 5% près [78], affectant directement la normalisation absolue. En second lieu, la forme du spectre en énergie est incomprise, et des tensions persistent entre les modèles et les mesures les plus récentes (voir section 1.2.3 sur la distorsion du spectre). La recherche d’oscillations se fera donc par une mesure relative entre modules, ou entre plans. Ces prédictions sont cependant nécessaires pour déterminer l’acceptance des modules de détection et sont d’un intérêt particulier pour l’étude de la distorsion du spectre observé à 5 MeV. Il est à noter que ces prédictions sont réalisées pour chaque cycle en temps, en prenant en compte l’historique de puissance et le plan de rechargement du coeur.

2.4.3.1 Spectre en énergie

La première étape consiste à déterminer le flux de neutrinos émis par BR2. Cela commence par une modélisation détaillée du coeur de réacteur : matrice en béryllium, combustible, échantillons sous irradiation, barres de contrôle. Elle est réalisée par les équipes du SCK • CEN à l’aide du code MCNP6/MCNPX [79]. Ce code de transport neutronique statique est couplé au module d’évolution CINDER90 [80], permettant de résoudre les équations de Bateman et de déterminer l’évolution du combustible et des taux de fission selon l’historique de puissance. En sortie, nous obtenons les distributions spatiales de fission de chacun des isotopes fissiles (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu), ainsi que leurs évolutions temporelles au cours du cycle. Comme illustré sur la figure 2.23, pour le cycle 03/2018A, les taux de fission sont dominés à plus de 99,9% par la fission de l’Uranium 235, la contribution des autres isotopes au flux émis étant rendu négligeable.

Il s’agit ensuite de convertir ces taux de fission en spectre d’anti-neutrinos émis. Nous disposons de deux méthodologies [81]. La première méthode, appelée *conversion method*, consiste à calculer le spectre neutrino, à partir de mesures intégrales du spectre β^- . Ces données ont été obtenues à l’aide du spectromètre magnétique BILL, à l’ILL dans les années 80, pour l’Uranium 235, le Plutonium 239 et 241 [82, 83, 84], et plus récemment pour l’Uranium 238 auprès de la source neutron FRM II à Garching en Allemagne [49]. Plusieurs paramétrisations sont disponibles parmi lesquelles les paramétrisations de Huber et Mueller [85, 86].

La seconde méthode, appelée *summation method*, est une méthode *ab-initio* qui consiste à obtenir le spectre neutrino à partir de la somme pondérée des spectres neutrino indi-

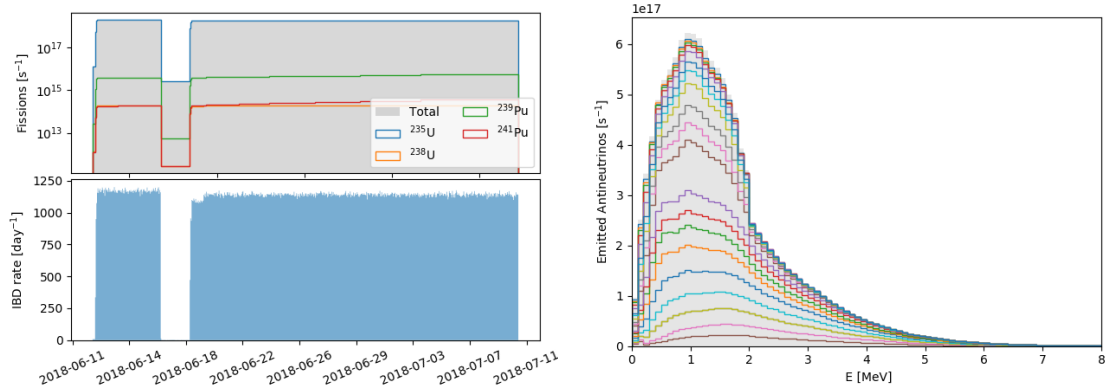


FIGURE 2.23 – Gauche : Evolution du taux de fission des principaux isotopes fissiles (²³⁵U, ²³⁸U, ²³⁹Pu, ²⁴¹Pu) pour le cycle 03/2018A (haut) et nombre d’interaction neutrino. Droite : Evolution du spectre en énergie des anti-neutrinos obtenue par la *summation method*. Les différentes couleurs correspondent aux pas en temps successifs avant d’atteindre l’équilibre [81].

viduels de chacun des émetteurs β^- [86, 87]. Pour ce faire, nous utilisons le code MURE [88], permettant de déterminer l’activité β^- de chacun des produits de fission générés dans le coeur. Ce code est interfacé avec les bases de données nucléaires contenant les branches bêta individuelles de chacun des isotopes. Idéalement, il est ainsi possible de modéliser le flux de neutrinos en fonction du temps en prenant en compte les effets hors-équilibre (voir Figure. 2.23). Toutefois, il y a à l’heure actuelle beaucoup trop de données manquantes et des approximations/modèles ne peuvent être évitées. En pratique, les expériences neutrino utilisent les prédictions de la *conversion method* qui sont corrigées des effets hors-équilibre par la *summation method*.

2.4.4 Générateurs d’événement neutrino

La génération des vertex d’interaction neutrino au sein du détecteur est réalisée à l’aide du code SOLO, développé spécifiquement par la collaboration comme une interface entre les calculs coeur (distributions spatiales de fission et spectres en énergie) et la modélisation GEANT4 du détecteur. Un algorithme de tracking permet tout d’abord de déterminer l’acceptance, définie comme la proportion d’antineutrinos émis par le coeur du réacteur et traversant effectivement le détecteur. L’acceptance totale, de l’ordre de 0,11 %, doit être recalculée pour chaque cycle, selon le plan de rechargement du coeur de réacteur. Elle est en outre déterminée pour chaque plan de détection de manière à prendre en compte les effets d’angle solide. Il est alors possible de générer les vertex d’interaction IBD au sein du détecteur (impulsion, position) en pondérant le flux par la section efficace d’interaction IBD [89] (voir Figure 2.24).

Le code SOLO génère ainsi des paires "vertex émission neutrino (coeur) - vertex d’interaction IBD (détecteur)" qui nous permettent de déterminer les distributions en L/E des neutrinos interagissant dans chacune des nos cellules de détection. L’étape suivante consiste à reproduire la cinématique des produits de réaction (e^+ , neutron) et de les transporter dans la géométrie GEANT4 du détecteur [90]. Cette information combinée à la modélisation de la réponse de notre détecteur (efficacité de détection, résolution en énergie, rapport S/B) permet finalement au code SOLO de générer les contours de sensibilité.

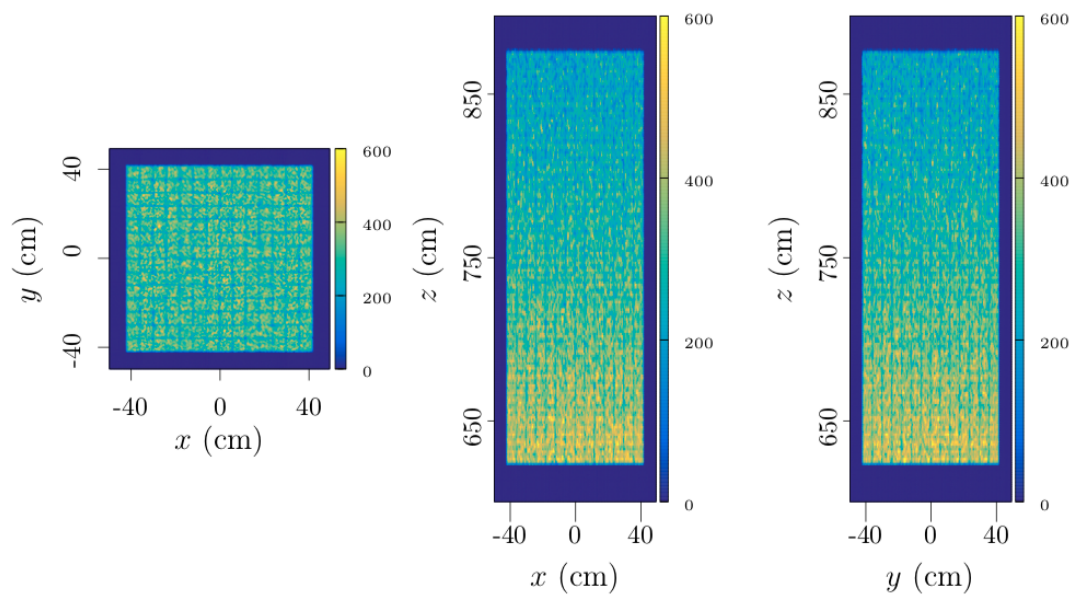


FIGURE 2.24 – Distributions spatiales des vertex d'interaction IBD au sein du détecteur.

Chapitre 3

Reconstruction des événements

Une fois le détecteur installé à BR2, il est devenu nécessaire de développer une reconstruction des événements performante. Cette dernière doit permettre de reconstruire l'ensemble des interactions prenant place dans le détecteur. Elle doit pouvoir tirer partie de la grande segmentation afin de reconstruire précisément la topologie des événements. La collection de lumière du détecteur relativement faible nous oblige à opérer les 3200 canaux à basse amplitude, nous conduisant à faire face à une grande quantité de bruit thermique. La chaîne de reconstruction doit rejeter efficacement ces signaux pour être capable d'analyser rapidement la grande quantité de données produites par le détecteur. Dans ce chapitre, nous commencerons par nous intéresser aux modes de déclenchement pour définir précisément la façon dont les données sont lues. Ensuite, nous détaillerons l'approche développée pour reconstruire les événements. Finalement, nous exposerons la stratégie d'identification de ces derniers.

3.1 Déclenchement du détecteur et lecture des données

Comme décrit dans le chapitre 2, nous séparons les signaux en deux catégories :

- **Les signaux *ES*** sont engendrés par l'interaction d'une ou plusieurs particules dans les cubes de PVT. Gammas, électrons, positrons et muons sont de cette catégorie, à laquelle nous pouvons ajouter les protons de recul mis en mouvement par la diffusion élastique d'un neutron rapide dans le détecteur. À titre d'exemple, l'interaction d'un positron de l'IBD entraîne un dépôt d'énergie dans un ou plusieurs cubes. Les gammas d'annihilation pourront eux aussi être détectés, ajoutant de nouveaux cubes touchés, plus ou moins éloignés spatialement. C'est la totalité de ces cubes que nous appelons événement *ES*. Il faut noter que les muons seront traités différemment. Pour ces derniers, il est plus intéressant de reconstruire la trace laissée par leur passage dans le détecteur plutôt qu'une collection de cubes individuels. Le temps de scintillation du PVT étant très court, la forme de ces signaux est dominée par la réponse des pré-amplificateurs. De ce fait, les signaux induits par le bruit thermique entrent aussi dans cette catégorie, même si leur contribution est contenue en dessous de 6-7 PA d'amplitude.
- **Les signaux *NS*** résultent de la scintillation du ZnS induite par des particules lourdes. La capture d'un neutron sur du ${}^6\text{Li}$, entraînant la production d'un alpha et d'un tritium dans le ZnS, entre dans cette catégorie. La majorité des signaux composant cette catégorie ne sont cependant pas des captures neutroniques mais des dépôts individuels d'alphas. Ces derniers sont issus des chaînes de radioactivité

Type	Signal	Taux	Amplitude
<i>ES</i>	Bruit thermique	100 MBq	< 10 PA
	γ Réacteur	100 kBq	10-100 PA
	Muons	100 Bq	> 150 PA
<i>NS</i>	Alpha	10 Bq	< 50 PA
	Neutron	1 Bq	< 40 PA
<i>ES+NS</i>	IBD	0.01 Bq	50-200 PA (<i>ES</i>)

TABLEAU 3.1 – Tableau récapitulatif des ordres de grandeur du taux de comptage et de l’amplitude attendus en fonction du type de processus.

naturelle, principalement celles du ^{238}U , ^{235}U et ^{232}Th . La radioactivité alpha et la réaction de cassure du ^6Li sont les seuls processus à contribuer significativement à cette catégorie. La scintillation du ZnS se faisant pendant un temps très long à travers une collection de lumière faible, la transmission des photons jusqu’à leur interaction dans les MPPC se fait de façon discontinue. Ce processus stochastique se concrétise par des signaux composés d’une succession de pics (voir figure 3.1), où l’amplitude du signal est proportionnellement faible comparée à son intégrale.

Les taux de comptage associés à ces deux catégories sont aussi très différents, comme montré dans le tableau 3.1. Avec leurs faibles amplitudes, de l’ordre de 5 à 40 PA, une recherche des signaux *NS* basée sur l’amplitude se retrouverait en compétition directe avec les gammas issus du réacteur, affichant un taux d’interaction 5 ordres de grandeur supérieur. C’est un problème auquel a fait face le démonstrateur SM1, embarquant une électronique permettant uniquement un déclenchement à seuil. Afin de conserver un taux de déclenchement supportable, il était nécessaire de sacrifier une grande partie de l’efficacité neutron et donc de l’efficacité neutrino [67]. Pour ces raisons, le détecteur SoLid s’est équipé d’un ensemble de solutions permettant d’exploiter efficacement les différences entre les deux types de signaux.

3.1.1 Structuration de la prise de données

Chaque plan du détecteur de SoLid est équipé de son électronique de lecture embarquant un FPGA (voir section 2.1.6). Ce composant permet l’implémentation de schémas de déclenchement complexes que nous discuterons par la suite. Afin d’optimiser son utilisation, les données numérisées en continu à une fréquence de 40 MHz sont groupées et traitées par blocs de $6,4\ \mu\text{s}$ (256 échantillons de 25 ns). En sortie des *Analog to Digital Converter* (ADC), le débit de données intégré sur les 50 plans est de 224 GB/s.

La Zero-Suppression (ZS) est une des méthodes utilisées pour réduire la quantité de données à analyser. Les échantillons ne dépassant pas un certain seuil ne sont pas enregistrés, que ce soit lors de leurs stockages temporaires dans les mémoires tampons ou lors de la lecture et de l’enregistrement sur disque des données. Cette méthode vise particulièrement à supprimer les échantillons où seule la ligne de base est mesurée. Elle s’avère aussi très efficace contre les signaux de 1 PA qui sont la principale composante du bruit thermique. Typiquement, la *ZS* est appliquée sur les échantillons inférieurs à 0,5 PA ou

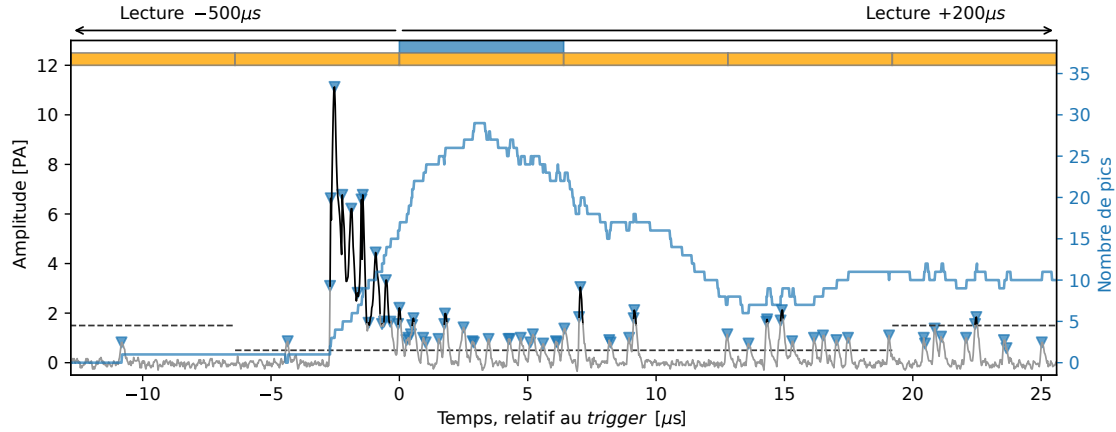


FIGURE 3.1 – Exemple de signal déclenchant le *trigger NS*. Les échantillons numérisés sont représentés en noir. Le seuil de *ZS* est représenté en pointillés. Les triangles bleus représentent les échantillons considérés comme des pics par l'algorithme *PoT*. En bleu, nous pouvons voir l'évolution de cette valeur pour les 256 échantillons précédents. En haut de la figure, la segmentation en blocs est représentée en orange. Le bloc engendrant le *trigger NS* est représenté en bleu.

1,5 PA.

Le choix des modes de déclenchement est le facteur le plus important quant à la réduction des données, ces derniers impactant fortement l'efficacité de détection de l'expérience. Nous disposons de trois *triggers* différents :

- **Le trigger périodique** est le plus rudimentaire des systèmes de déclenchement de SoLid. Il permet de lire deux blocs successifs, périodiquement et simultanément sur l'intégralité des canaux du détecteur. Il est utilisé pour obtenir des échantillons du bruit thermique lié aux MPPC, afin d'estimer le *DCR* ou la probabilité de *crossstalk*. Il est activé en prise de données physique à une fréquence de 1 Hz permettant ainsi une mesure de la position de la ligne de base, du gain et du taux de bruit thermique pour surveiller le bon fonctionnement du détecteur. Il est aussi utile pour obtenir des données non-biaisées par le trigger, afin par exemple d'estimer l'efficacité d'un autre type de trigger.
- **Le trigger à seuil** vise particulièrement les signaux *ES*. Il se déclenche si les signaux associés à deux canaux orthogonaux dépassent un certain seuil à l'intérieur d'un bloc. En fonctionnement physique ce seuil est fixé à 20 PA (environ 1 MeV). Il entraîne la lecture de 2 blocs : celui contenant le *trigger* ainsi que le suivant.
- **Le trigger NS (trigger neutrino)** est le plus complexe des systèmes de déclenchement. Il répond à la problématique que nous abordions quand au déclenchement à seuil de SM1. L'objectif est ici de déclencher l'électronique sur un signal *NS* en réalisant une première étape d'analyse en forme des signaux. La figure 3.1 en présente un exemple. Il se base sur la nature stochastique du signal *NS* en comptant le nombre de pics présents dans un bloc de données. Le pic est ici défini comme un échantillon au dessus d'un certain seuil, et plus grand que ses deux voisins. Au dessus d'un certain nombre de pics dans un bloc de données, le trigger est déclenché. Cet algorithme est appelé *Peak over Threshold*. Par la suite, le nombre de pics dans la fenêtre sera appelé *PoT*. En mode de fonctionnement physique, ce trigger recherche 17 pics au dessus de 0,6 PA dans une fenêtre de 6,4 μs [91]. Sachant que l'événement *ES*

Trigger	ZS	Région de lecture		Taux [Hz]	Débit [MB/s]
		Espace	Temps [μs]		
Périodique	Aucune	50 plans	12.8	1.2	3.9 (19 %)
Seuil	1.5 PA	1 plans	6.4 μs	2.1 k	2 (10 %)
NS	0.5-1.5 PA	7 plans	-500, +200	40	15 (71 %)

TABLEAU 3.2 – Tableau récapitulatif des caractéristiques des différents *trigger* en mode physique.

a eu lieu avant la capture NS dans le cas de l'IBD, ce trigger entraîne la lecture des mémoires tampons dans une fenêtre de $[-500 : 200] \mu s$. Afin d'augmenter l'efficacité de détection pour le positron et les gammas d'annihilation, la lecture est propagée aux trois plus proches voisins, entraînant ainsi l'enregistrement de 7 plans centrés sur le trigger. Pour ce mode de déclenchement, il est aussi possible de réduire la ZS pour les blocs contenant et suivant directement le trigger (4 blocs au total en mode physique)¹. Cette option est très utile pour améliorer la collection de lumière des signaux de type NS . Ce dernier améliore les performances des analyses en forme des signaux que nous réalisons lors de l'identification des événements (voir partie 3.3.1).

Les taux de comptage des différents *triggers* sont résumés dans le tableau 3.2. Les 50 cassettes électroniques équipant les plans SoLid sont synchronisées en temps grâce à une horloge commune. L'ensemble du système est orchestré par le programme d'acquisition des données. Il assure l'initialisation des plans au début de chaque *run* (types de *triggers*, durée, ZS). Lors du déclenchement d'un *trigger* c'est ce programme qui est chargé de récupérer les données, puis de les enregistrer sur disque. Un *run* de physique dure 480 s avec un taux de données d'environ 20 MB/s, 1000 fois plus faible qu'en sortie des ADC. L'expérience produit entre 1,6 et 2 TB de données brutes par jour, qui sont sauvegardées au T2B (Belgique), au Centre de Calcul de l'IN2P3 à Lyon et sur la Grid-UK.

3.1.2 Nature et analyse des données brutes

Une fois transmises au programme d'acquisition, les données sont stockées sur disque sous format binaire. Elles sont organisées par blocs, chacun contenant l'ensemble des canaux pour une fenêtre temporelle de 6,4 μs . En plus des échantillons le composant, le bloc contient l'information des plans pour lesquels un déclenchement a eu lieu dans cette même fenêtre. L'information du type de déclenchement est aussi conservée.

Le traitement des données brutes est assuré par le code *Saffron*, développé par la collaboration SoLid. Ce dernier réalise l'ensemble des étapes de la reconstruction présentée dans la suite de ce chapitre.

En premier lieu, ce programme lit l'ensemble des blocs de données dans une fenêtre temporelle appelé *cycle*. Cette fenêtre peut être définie comme le temps entre deux absences de blocs de plus de 2,240 ms (350 blocs), comme nous pouvons le voir sur le schéma présenté figure 3.2. Cette fenêtre a été optimisée pour limiter l'utilisation mémoire, tout en s'assurant que deux événements corrélés ES et NS pouvant correspondre à l'interaction d'un neutrino se trouveront dans le même cycle.

¹Il n'est pas possible de modifier la ZS pour les blocs précédents, la suppression étant effectué avant l'arrivé des données dans les mémoires tampons.

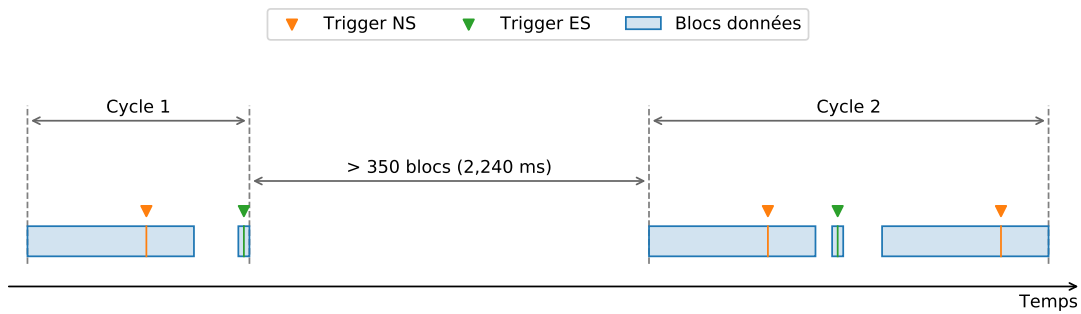


FIGURE 3.2 – Exemple de découpage en cycle des données dans le logiciel d’analyse *Saffron*. Les blocs de données sont chargés en mémoire pour former un cycle jusqu’à rencontrer une absence de blocs supérieurs à 2,240 ms. Les données du cycle sont analysées, puis l’opération est répétée pour le cycle suivant.

Les échantillons contenus dans les blocs formant le cycle sont ensuite séparés par canal. Pour faciliter l’utilisation de ces échantillons, ils sont finalement agrégés en suites continues appelées *waveforms*, comme représenté figure 3.3. Nos données prennent alors la forme d’objets *waveforms*, séparés par des périodes où la *ZS* a supprimé les échantillons.

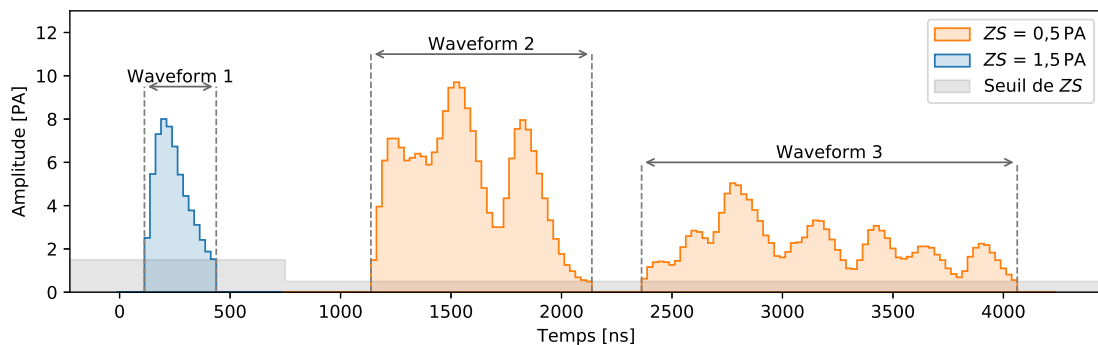


FIGURE 3.3 – Exemple de construction de *waveforms*. Les groupes d’échantillons continus en temps (comprendre sans intervention de la *ZS*) sont agrégés pour former des objets *waveforms*, sur lesquels la reconstruction se base. L’exemple présenté ici regroupe deux types de signaux. En bleu, le signal provient de la mémoire tampon d’un *trigger NS*. Sa *ZS* est effectuée à 1,5 PA. Les deux signaux oranges proviennent de blocs suivant un *trigger NS*, et ont donc une *ZS* de 0,5 PA.

Le fonctionnement par cycle de *Saffron* permet alors d’analyser une courte période temporelle sur l’intégralité du détecteur. Il est ainsi possible d’avoir un accès simultané à l’intégralité de l’information, des données brutes aux particules reconstruites. Une fois l’ensemble des algorithmes de reconstruction appliqués pour un cycle, les événements reconstruits ainsi que leurs propriétés sont enregistrés sur disques. La mémoire est finalement vidée et le cycle suivant est chargé et analysé.

Une fois l’analyse d’un *run* terminée, *Saffron* enregistre les informations globales, comme la durée de la prise de données et le temps-mort par plan. Dans la suite de ce chapitre, nous détaillerons la chaîne d’algorithmes analysant les *waveforms* afin d’en reconstruire l’origine physique et ses propriétés.

3.2 Clusterisation en temps

Bien que les différents *triggers* permettent une réduction des données autour du signal d'intérêt, la majorité des *waveforms* reconstruites sont en réalité du bruit thermique. La figure 3.4 présente une partie de la fenêtre de lecture d'un trigger *NS*. Malgré la quantité de bruit, il est possible d'y observer deux événements, un *ES* et un *NS*. Nous sommes capables de les discerner grâce la coïncidence temporelle des *waveforms* formant chacun des événements, faisant apparaître une structure au dessus du bruit de fond. Pour l'événement *NS*, nous pouvons en plus noter la dynamique en temps des signaux, apparaissant clairement jusqu'à $50 \mu\text{s}$. Dans cette partie, nous discuterons une méthode d'agrégation des *waveforms*, permettant de les associer pour former des événements cohérents.

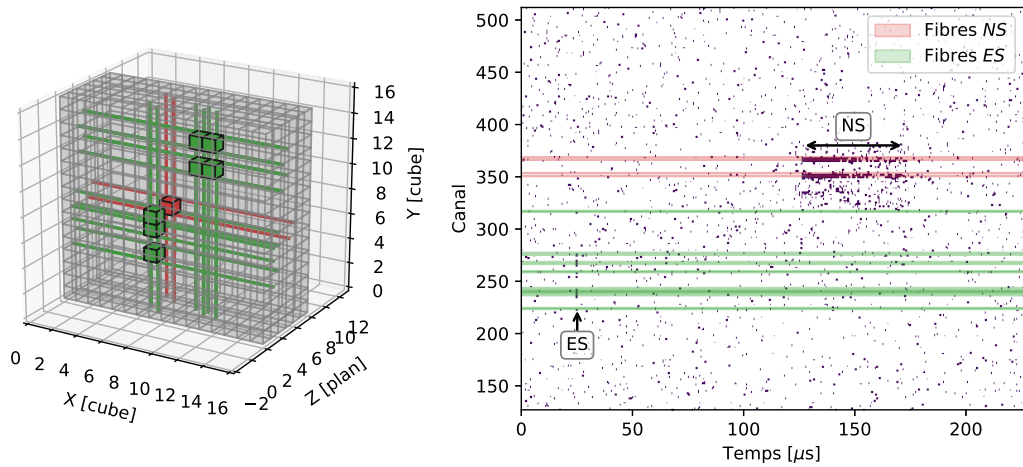


FIGURE 3.4 – Événements *ES* (vert) et *NS* (rouge) en coïncidence formant un candidat IBD. Gauche : représentation 3D de l'événement. Droite : *waveforms* par canal et en fonction du temps pour une partie du *trigger NS* associé.

3.2.1 Association des canaux

Afin de reconstruire le début des événements, nous allons rechercher des *waveforms* temporellement corrélées. En partant d'une *waveform*, nous allons rechercher toute autre *waveform* commençant à moins de 175 ns (7 échantillons). L'ensemble des *waveforms* nous permet de créer un *cluster*. Ce dernier a plusieurs propriétés :

- Un temps de début t_{start} et de fin t_{stop} , respectivement définis comme le temps du premier échantillon de la première *waveform* et celui du dernier échantillon de la dernière *waveform*.
- La longueur d'un *cluster* l est définie comme la différence entre son début et sa fin.
- Une collection de canaux définie comme la totalité des canaux contenant les *waveforms* le composant. Dans le détecteur SoLid, chaque rangée de cubes X ou Y est lue par deux fibres opposées. Ainsi, quand un canal est ajouté, son opposé l'est aussi s'il contient aussi des *waveforms* dans la fenêtre en temps du *cluster*.

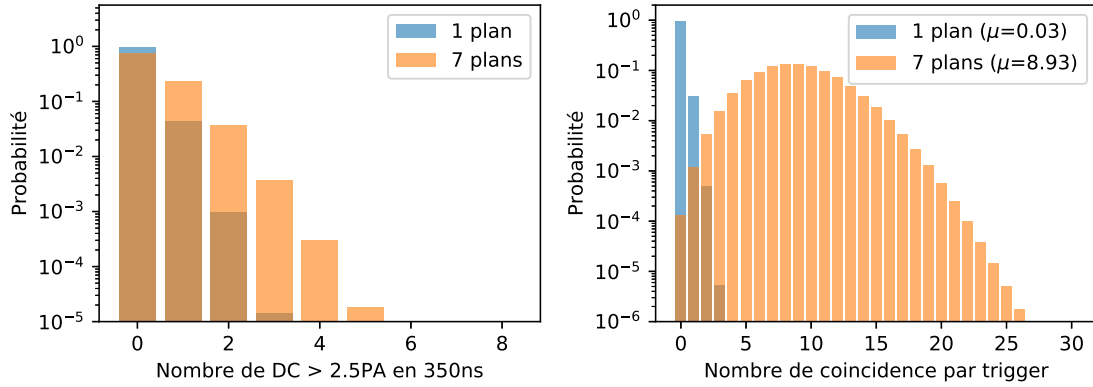


FIGURE 3.5 – Gauche : Probabilité Poissonienne d’observer un certain nombre de coup de bruit thermique (≈ 110 kHz/canal) dans une fenêtre de 350 ns, correspondant à la fenêtre de création des clusters temporels. Deux cas sont étudiés : coïncidence sur 1 plan (64 canaux) ou 7 plans (448 canaux). Droite : En partant de la probabilité précédente, estimation du nombre de clusters temporels créés par déclenchement de l’électronique, en fonction du nombre de plans pris en compte. Ces deux figures montrent clairement la nécessité de traiter l’information par plan pour la création des coïncidences afin de réduire la création de cluster du au bruit thermique.

Il faut noter qu’avec 110(25) kHz/canal de bruit thermique au dessus de 0,5(1,5) PA, une recherche sans seuil conduit à construire un très grand nombre de *cluster* sur des coïncidences fortuites de *darkcount*. Pour limiter cet effet, nous rejetons toutes les *waveforms* ne contenant pas d’échantillons au dessus de 2,5 PA lors de la construction des *clusters*. À ce seuil, le taux de bruit thermique est alors réduit à 2-3 kHz/canal.

Le *trigger NS* enregistrant 7 plans en simultanément, l’algorithme sera souvent appliqué à des fenêtres où au moins 448 canaux seront disponibles en même temps. Nous augmentons alors fortement la probabilité d’agréger des canaux à cause du *darkcount*, et ce même à 2 kHz/canal.

Nous pouvons calculer la probabilité d’avoir deux *waveforms* supérieures à 2,5 PA provenant du bruit thermique en coïncidence dans une fenêtre de 350 ns (2×175 ns). Cela revient à exprimer la probabilité de créer un *cluster* sur du *darkcount*, que nous appellerons $P_{création}^{DC}$. La distribution de $P_{création}^{DC}$ est représentée sur la figure 3.5 en fonction du nombre de plans et du seuil considérés. Cette probabilité est égale à 0.0015 % pour 1 plan, et atteint 0.4 % pour 7 plans. A partir de $P_{création}^{DC}$, il est possible d’estimer le nombre moyen de *clusters* formés uniquement sur du bruit thermique dans une fenêtre de $700 \mu s$ associée à un *trigger NS*. Cette distribution est aussi présentée sur la figure 3.5. En moyenne, 0.03 *clusters* seront construits uniquement sur du bruit thermique si l’algorithme est appliqué à un plan unique. Pour 7 plans, ce nombre atteint 8.93 *cluster* par *trigger NS*. Pour cette raison, la recherche de coïncidence temporelle entre *waveforms* est effectuée par plan. Les *clusters* formés par plan seront ensuite agrégés si leur temps de début est proche, comme expliqué par la suite.

À chaque fois qu’un nouveau *cluster* est créé, il est conservé uniquement si au moins un canal vertical et un canal horizontal le compose. Sinon, ce dernier est rejeté car il ne permet pas de reconstruire une position dans le plan. Nous allons ensuite comparer ce *cluster* avec les autres formés dans le même cycle :

- Si le temps de début du *cluster* se situe à moins de 175 ns (7 échantillons) du départ

d'un autre, les deux sont groupés pour n'en former qu'un seul. Cette configuration permet alors de reconstruire des événements prenant place dans plusieurs plans.

- Si le *cluster* partage des canaux avec un autre, et qu'il commence avant la fin du second, les deux sont aussi groupés. Cette condition permet de ne pas reconstruire de *cluster* sur la "queue" des signaux *NS*, composés de nombreuses *waveforms* pouvant arriver en coincidence fortuite.

Plusieurs propriétés découlent directement de cette construction. Un *cluster* est composé d'un nombre de canaux $n_c \geq 2$, comprenant au minimum un canal dans les directions verticale et horizontale. La figure 3.8 présente un événement *ES* ainsi reconstruit.

Pour prendre en compte la longueur des événements *NS*, s'exprimant pas une suite de *waveforms*, une seconde étape consiste à prolonger temporellement les *clusters* formés.

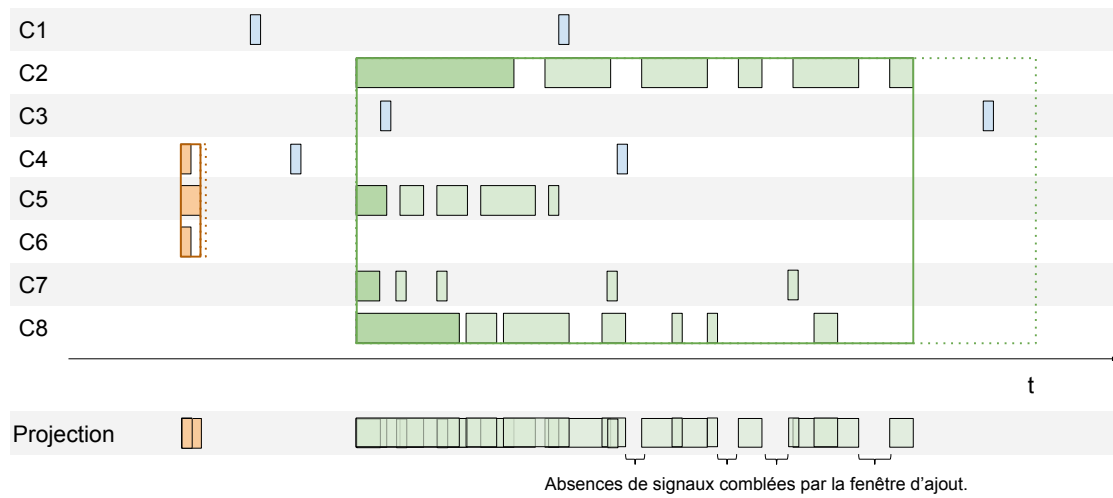


FIGURE 3.6 – Fonctionnement schématique de l'algorithme de clusterisation en temps. Chaque rectangle représente un objet *waveform*, rangé sur 8 canaux différents (allant de C1 à C8). Deux *clusters* sont présentés ici, un orange et un vert. Le *cluster* orange est composé uniquement de sa collection initiale de canaux. C'est a-priori la forme attendue pour un signal *ES*. Le *cluster* vert, plus long, est composé de sa collection initiale (vert plus sombre) à laquelle à été agrégé un certain nombre de *waveforms* (vert clair). La projection des *waveforms* composant le *cluster* est présentée sur la ligne du bas. Il est ainsi possible de voir où la fenêtre d'ajout a joué un rôle lors de l'extension du *cluster*.

3.2.2 Agrégation des *waveforms*

L'écart en temps entre *waveforms* successives composant le même événement est une propriété dépendante de la nature du signal. Nous définissons une fenêtre d'ajout $g(l, n_c)$ régissant la longueur de la fenêtre temporelle $[t_{stop} : t_{stop} + g(l, n_c)]$. Toute *waveform* provenant d'un canal formant le *cluster* et commençant dans cette fenêtre temporelle sera ajoutée. Schématiquement, cette fenêtre doit permettre d'associer les *waveforms* secondaires d'un signal *NS* sans pour autant permettre l'ajout de *waveforms* venant du bruit thermique à un événement *ES*. Un exemple explicitant le fonctionnement de l'algorithme est présenté sur la figure 3.6.

Nous pouvons mesurer le temps observé entre *waveforms* pour un canal composant un *cluster*, en fonction du temps depuis le début de ce dernier ($t_{wf} - t_{start}$). Cette observable

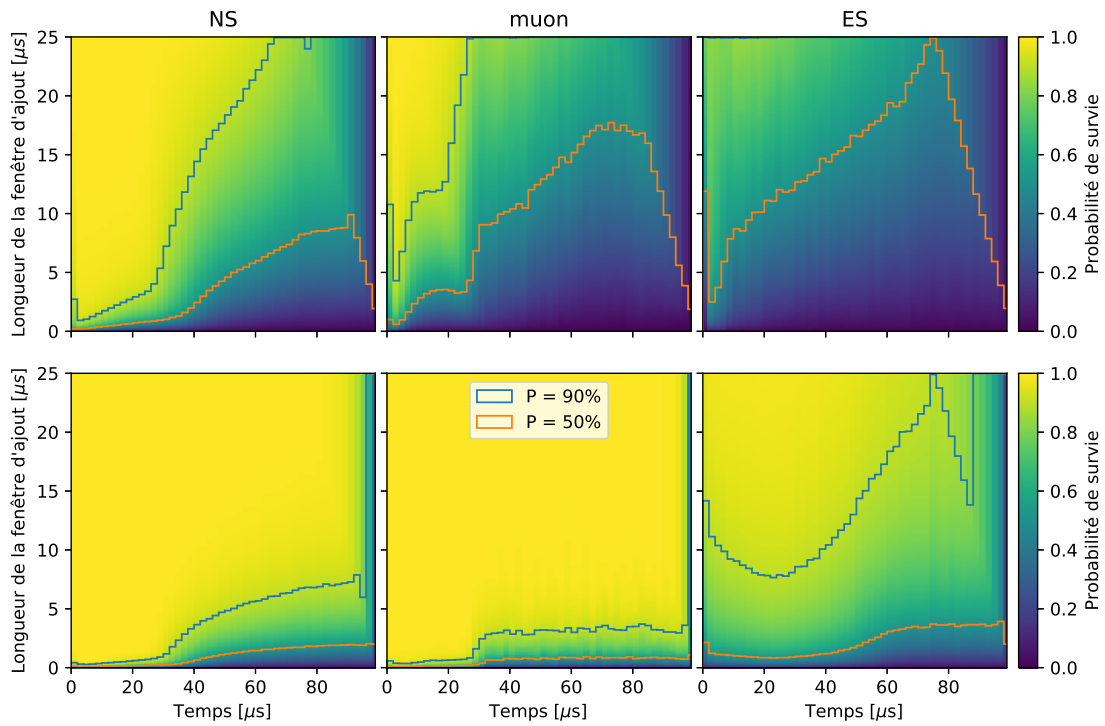


FIGURE 3.7 – Première ligne : Probabilité de voir un *cluster* continuer son extension en fonction du temps depuis le début du signal et de la longueur de la fenêtre d'ajout. La zone offrant le plus de différence entre les trois types de signaux se situe avant $25 \mu\text{s}$, où la suppression du zero est fixé à $0,5 \text{ PA}$ ($1,5 \text{ PA}$ sur le reste de la fenêtre). Seconde ligne : Probabilité de voir un *cluster* continuer son extension en fonction du temps depuis le début du signal et de la longueur de la fenêtre d'ajout.

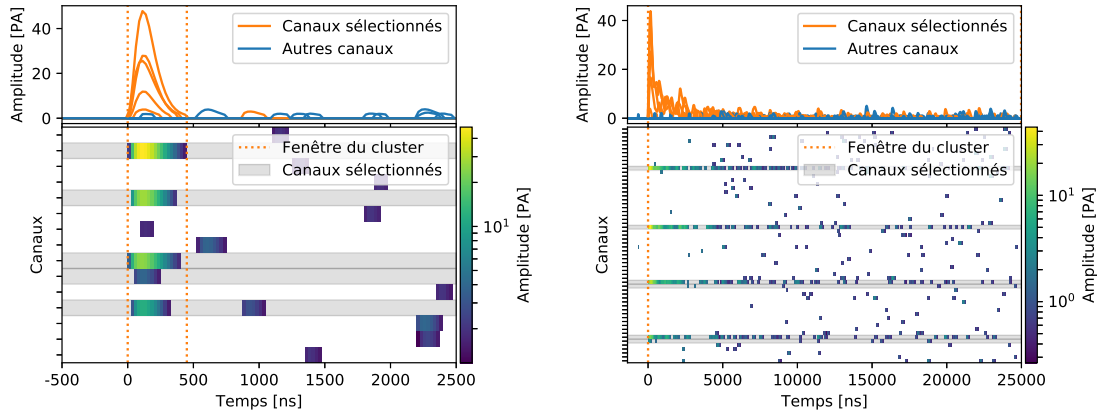


FIGURE 3.8 – Exemples de *clusters*, *ES* à gauche, *NS* à droite. Sur les deux figures, la partie supérieure représente les signaux du plans dans la fenêtre d'intérêt. La partie inférieure représente les objets *waveforms*, les espaces correspondant à des zones *ZS*.

donne alors accès à la probabilité d'agrégation d'une nouvelle *waveform* en fonction du temps depuis le début du *cluster* et de la fenêtre d'ajout sélectionnée. Ces distributions, présentées figure 3.7, montrent un comportement très différent entre les événements *NS*, *ES* et muons. La probabilité de continuer le *cluster* est plus grande pour les signaux *NS* à fenêtre d'ajout égale. Ceci s'explique par la densité de *waveforms* supérieure pour ce type d'événement.

Dans les faits, l'ajout de nouvelles *waveforms* n'est pas réalisé par canal, mais en testant temporellement les *waveforms* suivantes sur les canaux appartenant au *cluster*. Pour cette raison, nous mesurons la probabilité de continuer le cluster pour l'ensemble des canaux en simultané (ligne du bas figure 3.7). Cette fois, la différence entre *NS* et muons est beaucoup plus faible, ce qui s'explique par la différence du nombre de fibre n_c entre les deux types de signaux. Un *cluster* identifié comme *NS* est typiquement composé de 4 à 8 canaux², là où les muons sont composés d'un grand nombre de canaux. Or, la fenêtre d'ajout étant observée sur tous les canaux, la probabilité d'ajouter une nouvelle *waveform* est linéairement reliée au nombre de canaux. La queue de distribution associée aux signaux *NS*, présente sur 4 canaux, peut ainsi être égalée par le bruit thermique et l'*afterpulse* induit par un muon composé de plus de 20 canaux.

Ces mesures indiquent que la fenêtre d'ajout idéale doit dépendre à la fois du temps depuis le début du *cluster* et du nombre de canaux. Nous pouvons aussi considérer que l'optimisation de cette fenêtre peut être faite uniquement sur les signaux *NS*, seul cas où nous voulons ajouter de nouvelles *waveforms*. En partant des distributions présentées sur la figure 3.7, il est possible de déterminer la fenêtre g nécessaire pour atteindre une probabilité d'ajout de 99.9% pour des *cluster NS*. Cette mesure, présentée sur la figure 3.9, représente la réponse recherchée pour la fonction $g(l, n_c)$.

Afin de limiter le temps de calcul associé à l'algorithme formant les *clusters*, la fonction

²4 canaux proviennent du cube où la lumière est émise. Les fuites de lumière et les événements de bruit thermique en coïncidence fortuite viennent accroître ce nombre de canaux.

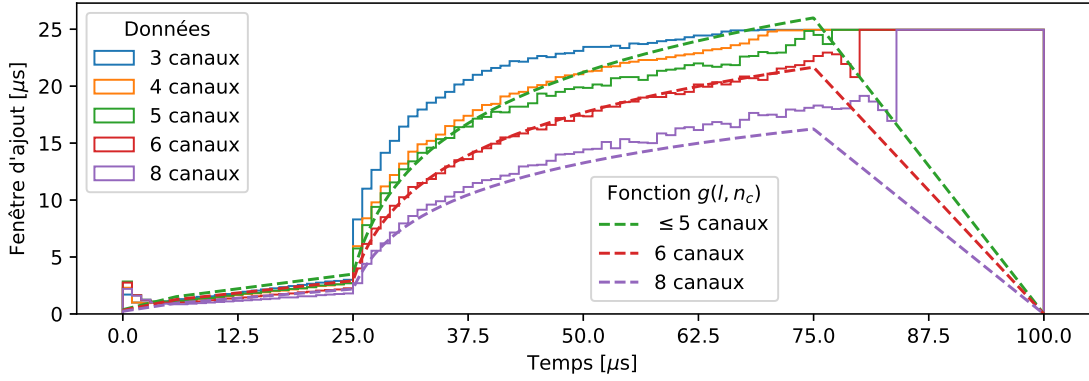


FIGURE 3.9 – Fenêtre d'ajout en fonction du temps depuis le début du signal pour des signaux NS composés d'un nombre différent de signaux. Les courbes en ligne continue représentent la valeur mesurée pour atteindre une probabilité de survie de 99,9%. Les lignes en tirets représente la fonction $g(l, n)$ pour le même type de $cluster$. La fonction $g(l, n)$ s'approche de la distribution avant $75\mu s$.

$g(l, n_c)$ est paramétrisée :

$$g(l, n) = \begin{cases} l \in [0 : 5.6]\mu s & : \text{Partie linéaire croissante 1 (de } 0.4\mu s \text{ à } 1.5\mu s) \\ l \in [5.6 : 25]\mu s & : \text{Partie linéaire croissante 2 (de } 1.5\mu s \text{ à } 3.0\mu s) \\ l \in [25 : 75]\mu s & : \text{Partie logarithmique (de } 3.0\mu s \text{ à } 25\mu s) \\ l \in [75 : 100]\mu s & : \text{Partie linéaire décroissante (de } 25 \text{ à } 0) \\ \text{si } n > 4 & : \text{Fenêtre corrigé du facteur } 5/n \end{cases}$$

Chaque partie de la de la fontion $g(l, n_c)$ peut être justifiée de la manière suivante :

- La première partie croissante est volontairement plus courte dans la paramétrisation que dans les mesures effectuées sur les données. Une fenêtre trop longue lors du début de l'agrégation impacte directement notre capacité de séparation entre deux événements ES et NS proches en temps et partageant des canaux.
- La partie croissante jusqu'à $25\mu s$ correspond à la zone où la ZS est à 0.5 PA où le pouvoir de séparation entre muons et NS est le plus grand.
- La partie croissante suivant un logarithme jusqu'à $75\mu s$ permet de s'assurer que les $clusters\ NS$ comprendront bien la majorité des pics formant l'intégrale des signaux les composant.
- La partie décroissante permet de limiter artificiellement l'agrandissement du $cluster$. Après $75\mu s$, il devient difficile de séparer le flux de $waveforms$ venant de la scintillation du ZnS de celui provenant du bruit thermique. De plus, obtenir de trop grands $clusters$ risquerait de diminuer l'efficacité de détection de tout signal arrivant après un NS . La valeur choisie pour limiter la longueur des $clusters$ doit être satisfaisante même pour les signaux les plus longs attendus : les signaux NS . La figure 3.10 montre le signal moyen associé à un NS pour deux modes de prise de données différents. Afin d'avoir des longueurs de signaux comparables entre les données de physique et les données de calibration, le choix a été de fixer cette limite à 4000 échantillons,

soit $100 \mu\text{s}$. Nous pouvons voir que la partie manquante de l'intégrale est inférieure à 1% en mode calibration, et inférieure à 3% en mode physique.

- La renormalisation au nombre de canaux permet de diminuer la longueur de la fenêtre d'ajout pour les signaux muons par rapport aux NS . La différence de multiplicité est ainsi utilisée pour améliorer la séparation des deux types de signaux.

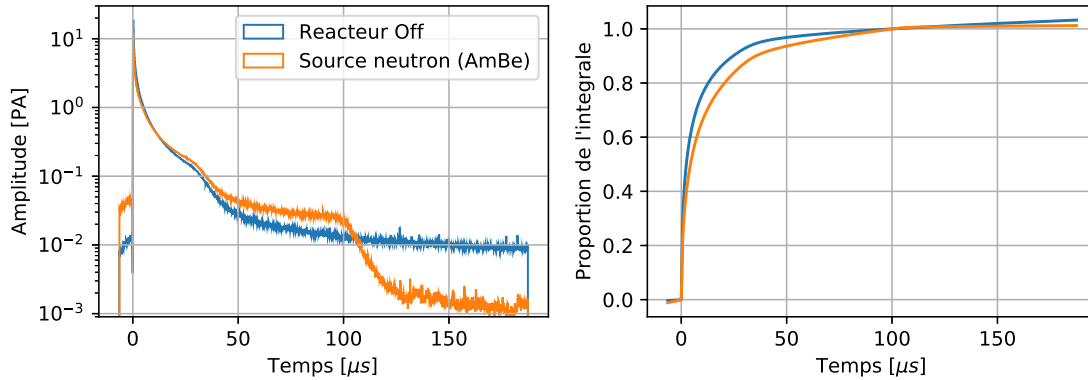


FIGURE 3.10 – Gauche : Signaux moyens pour des prises de données de calibration neutron (source neutron) et physique (réacteur Off). Le décrochement qui peut être observé sur les deux signaux entre $25 \mu\text{s}$ et $40 \mu\text{s}$ correspond à la transition entre la zone de suppression du zéro à 0.5 PA et celle à 1.5 PA . La structure présente aux alentours de $100 \mu\text{s}$ pour le signal moyen avec source neutron correspond à la fin de la fenêtre de lecture associée au trigger, longue de 15 blocks de $6.4 \mu\text{s}$, soit $96 \mu\text{s}$. Droite : cumul de l'intégrale pour les deux signaux, normalisé à la fenêtre $[0 : 100] \mu\text{s}$.

3.2.3 Performances et limitations

La figure 3.11 montre la distribution d'amplitude maximum des *waveforms* utilisées ou non pour former un *cluster*. Nous rejetons une grande partie des *waveforms* de faible amplitude ($< 10 \text{ PA}$), ce qui est attendu au vue de la dominance du *DCR* dans cette région. Si nous regardons les *waveforms* contenant un échantillon au dessus de 20 PA , cette fois-ci 99 % de ces dernières sont utilisées pour la formation de *clusters*. Le 1 % restant est attribué à des *waveforms* contenant potentiellement du signal, mais pour lesquels le temps de départ n'est pas en coincidence avec d'autres canaux. Cela peut se produire si un événement de bruit thermique à lieu juste avant le début du signal. Si aucun échantillon n'est supprimé par la *ZS* entre le pic de bruit thermique et le pic de signal, les deux signaux ne formeront qu'un seul objet *waveform*. Cette *waveform* peut alors perdre sa coincidence temporelle avec les autres canaux formant l'événement.

Sur la même figure, nous pouvons observer l'amplitude maximum mesurée dans un *cluster* en fonction de la longueur l de ce dernier. Nous pouvons voir ici apparaître plusieurs structures :

- Les événements dont l'amplitude maximale est aux alentours de 500 PA sont causés par la saturation des ADC. La saturation correspondant à une énergie d'environ 20 Mev , Ce cas n'est rencontré que lors du passage d'un muon dans le détecteur Nous pouvons noter que la longueur de ces *clusters* est quasiment totalement contenue dans une fenêtre de $25 \mu\text{s}$.

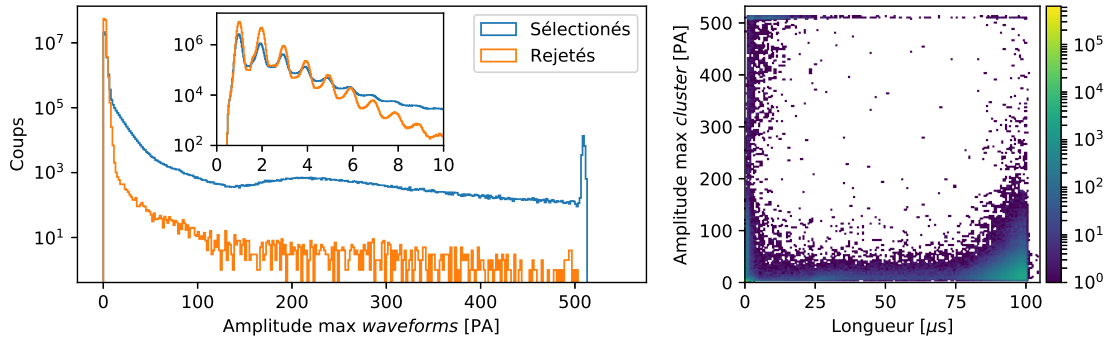


FIGURE 3.11 – Gauche : Distribution des échantillons maximums par *waveforms* pour celles sélectionnées dans un cluster (bleu) ou non utilisé (orange). La miniature présente un agrandissement de la partie 0-10 PA. Droite : Amplitude maximum atteinte par un canal composant un *cluster* en fonction de sa longueur l . Schématiquement, l'angle inférieur droit est composé des *NS*, l'angle inférieur gauche des *ES* et l'angle supérieur gauche des muons.

- La contribution, d'amplitude maximale comprise entre 0 et 200 PA, est à priori composée d'événements *ES*, pour lesquels la longueur du *cluster* reste très courte, inférieure à $3 \mu\text{s}$.
- La contribution ayant une amplitude maximale inférieure à 100 PA tout en formant des *clusters* d'une longueur supérieure à $25 \mu\text{s}$ est attribuée aux signaux *NS*, comme nous le discuterons dans la partie suivante.

Du fait de l'utilisation de la *ZS* pour séparer les signaux, et de l'utilisation d'une fenêtre d'ajout après la collection de pics initiaux, il est évident que nous rencontrerons des difficultés à reconstruire les événements très proches en temps. D'une part, les signaux générés à moins de 175 ns seront assemblés dans le même *cluster*. Si nous prenons maintenant l'exemple d'un événement *ES* d'une longueur de $1 \mu\text{s}$ (40 échantillons), sa fenêtre d'ajout associée sera de $g(l = 1 \mu\text{s}, n_c \leq 5) = 575 \text{ ns}$. Un signal apparaissant sur un canal du *cluster ES* dans cette fenêtre en temps sera alors associé à ce dernier. Cet effet impactera d'autant plus les signaux *NS* que leur temps de scintillation est élevé.

Quoiqu'il en soit, au vu des taux de comptage auxquels l'expérience SoLid est soumise, ces points ne semblent pas être des problèmes majeurs. Ces effets seront cependant une source de corrections lors de prises de données de calibration, pour lesquelles les taux de comptage seront plus élevés.

Cette méthode permet d'obtenir un objet unique définissant un événement dans le détecteur. La partie suivante décrira l'identification de ces *clusters*

3.3 Reconstruction et identification des événements

Une fois les *clusters* créés, un ensemble d'algorithmes d'identification est appliqué afin de leur attribuer un type d'interaction. Les trois types que nous différencions ici sont les muons, les *NS* et les *ES*. La première catégorie est en réalité très proche de la troisième catégorie. La principale différence est la possibilité de reconstruire une trace pour les muons.

L'identification des processus physiques se fait de façon successive, en commençant par l'identification des muons, puis des *NS* et enfin des *ES*. De par la différence entre la

Mode	Taux NS total [Hz]	Maximum par plan [Hz]
Physique	20	0.4
Calibration NS	1250	300

TABLEAU 3.3 – Taux d'événements NS attendu en fonction du mode de prise de données

deuxième et les deux autres catégories, nous présenterons d'abord la reconstruction des NS , puis celle de muons et enfin celle des signaux ES .

3.3.1 Signaux NS

Comme nous pouvons voir sur les signaux moyens présentés figure 3.10, les signaux NS se caractérisent principalement par le long temps de scintillation auxquels ils sont associés. Cette différence s'exprime en premier lieu dans notre reconstruction par une différence signative de la durée des *clusters*. Considérant que les signaux NS sont associés au *trigger* éponyme, cette différence de scintillation est la plus visible dans les premières $25 \mu s$ du signal, correspondant à la fenêtre où le seuil de ZS est abaissé à $0,5 \text{ PA}$ et permettant ainsi une collection optimale du signal. Nous pouvons remarquer que, contrairement aux ES , ceux-ci sont toujours attendus dans un seul cube. Ceci s'explique par le faible parcours des particules engendrant ces signaux, associés à la géométrie de la cellule de détection et à son isolation lumineuse en Tyvek.

3.3.1.1 Détermination du *candidat* NS

Sachant que ce type d'événement est attendu dans un seul cube, la première étape est d'établir un cube "candidat" à l'intérieur du *cluster* que nous voulons identifier. Le choix du cube, à l'instar du *trigger* NS , est basé sur le nombre de pics dans une certaine fenêtre. Les pics sont comptés au dessus d'un seuil de 0.6 PA dans une fenêtre de $25 \mu s$, exploitant ainsi l'abaissement de la ZS à $0,5 \text{ PA}$. Le cube ayant le nombre de pics le plus élevé est alors sélectionné. Cette méthode a prouvé sa robustesse pour la reconstruction d'événements lors de la phase de validation de la construction [70]. Nous appellerons le cube ainsi sélectionné *candidat* NS .

En procédant ainsi, nous excluons la possibilité de reconstruire deux NS associés dans le même *cluster*. Ce sera le cas de deux événements NS prenant place à moins de 175 ns l'un de l'autre. Cependant, les taux de comptage NS attendus restent faibles, comme résumé dans le tableau 3.3. Même pour deux neutrons émis simultanément, la nature stochastique du processus de modération rend négligeable la probabilité de les voir interagir dans une fenêtre de temps aussi courte.

3.3.1.2 Coupure sur la longueur des *clusters*

La conception de l'algorithme de clusterisation fait de la longueur du *cluster* une variable possédant beaucoup d'informations sur le type de scintillation qui l'a engendré (voir figure 3.11). Pour explorer plus en détail le pouvoir de séparation de cette variable, nous la comparons à celles utilisées précédemment par la collaboration SoLid [67] :

- Le nombre de canaux n_c , comme étant le nombre de canaux du candidat NS possédant des *waveforms* dans la fenêtre en temps du *cluster*. De ce fait, n_c est compris

entre 2 et 4.

- L'amplitude \bar{A} , comme la moyenne des amplitudes maximales par canal :

$$\bar{A} = \frac{1}{n_c} \sum_{c=1}^{n_c} \max(ADC_c) \quad (3.1)$$

où $\max(ADC_c)$ est l'échantillon maximal dans la fenêtre en temps du *cluster* sur le canal c . Dans la suite du manuscrit, nous ferons référence à cette variable quand nous ferons appel à l'amplitude sans autre précision.

- De la même manière, nous définissons l'intégrale longue Q_{longue} comme la moyenne des intégrales par canal dans la fenêtre $f_{longue} = 25 \mu s$:

$$Q_{longue} = \frac{1}{n_c} \sum_{c=1}^{n_{fibre}} \sum_{i=0}^{f_{longue}} ADC_c(i) \quad (3.2)$$

où i représente le temps depuis le début du *cluster*. De la même manière que pour le *PoT*, la fenêtre f_{longue} est choisie pour tirer partie de la fenêtre de *ZS* à 0,5 PA. Nous nommerons usuellement cette variable l'intégrale du signal *NS*.

- Finalement, nous définissons le rapport de l'intégrale et de l'amplitude $IonA$:

$$IonA = \frac{Q_{longue}}{\bar{A}} \quad (3.3)$$

Cette variable, couramment appliquée à des problèmes de discrimination en forme des signaux, a longuement été utilisée par la collaboration SoLid, notamment pour l'analyse des données du démonstrateur SM1 [67].

L'intégrale et l'amplitude sont définies comme des valeurs moyennes afin de s'affranchir de la dépendance au nombre de canaux n_c , permettant ainsi de comparer tous les événements *NS*.

Dans le plan amplitude et $IonA$ (voir figure 3.14), nous pouvons observer deux contributions. Une correspondant aux événements *ES*, avec un $IonA$ d'environ 10. La seconde, beaucoup plus large, est attribuée au *NS* avec un $IonA$ aux alentours de 50. En fixant la coupure sur l à $25 \mu s$ (figure 3.14, centre), nous pouvons voir une très grande réduction de la contribution *ES*. Cette coupure est connue avant la recherche des candidats *NS*, et ne nécessite aucune opération supplémentaire à la clusterisation décrite dans la partie précédente. Elle permet alors de réduire considérablement la quantité de *cluster* à examiner d'un facteur 55^3 , épargnant ainsi de nombreux traitements numériques.

La situation n'est toutefois pas parfaite. Nous pouvons toujours observer après coupure des événements qui tendent vers la contribution *ES*. Afin de caractériser les événements plus en détails, nous définissons plusieurs nouvelles variables :

- L'intégrale courte Q_{courte} , définie de la même façon que l'intégrale, mais sur une fenêtre courte de $f_{courte} = 0.75 \mu s$ (30 échantillons) :

$$Q_{courte} = \frac{1}{n_c} \sum_{c=1}^{n_c} \sum_{i=0}^{f_{courte}} ADC_c(i) \quad (3.4)$$

³Ce facteur est égal à 2 pour des données de calibration, le *trigger* étant optimisé pour enregistrer uniquement des signaux *NS*.

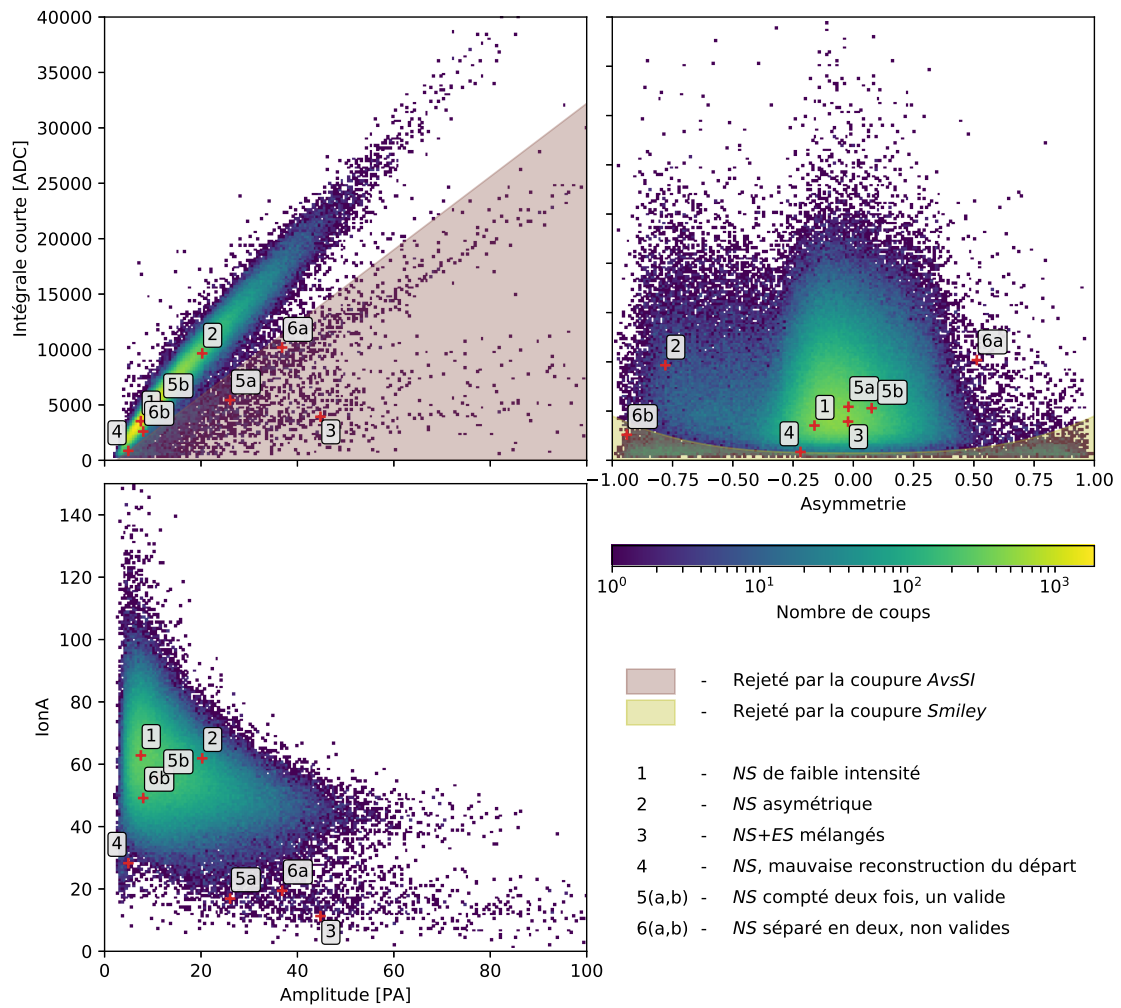


FIGURE 3.12 – Représentation des candidats *NS* après application de la coupure sur la longueur des clusters $l > 25 \mu\text{s}$. Les signaux particuliers présentés sur la figure 3.13 sont représentés dans ces plans par les croix rouges. Bas gauche : IonA en fonction de l’amplitude. Haut gauche : intégrale courte en fonction de l’amplitude. Haut droit : intégrale courte en fonction de l’asymétrie.

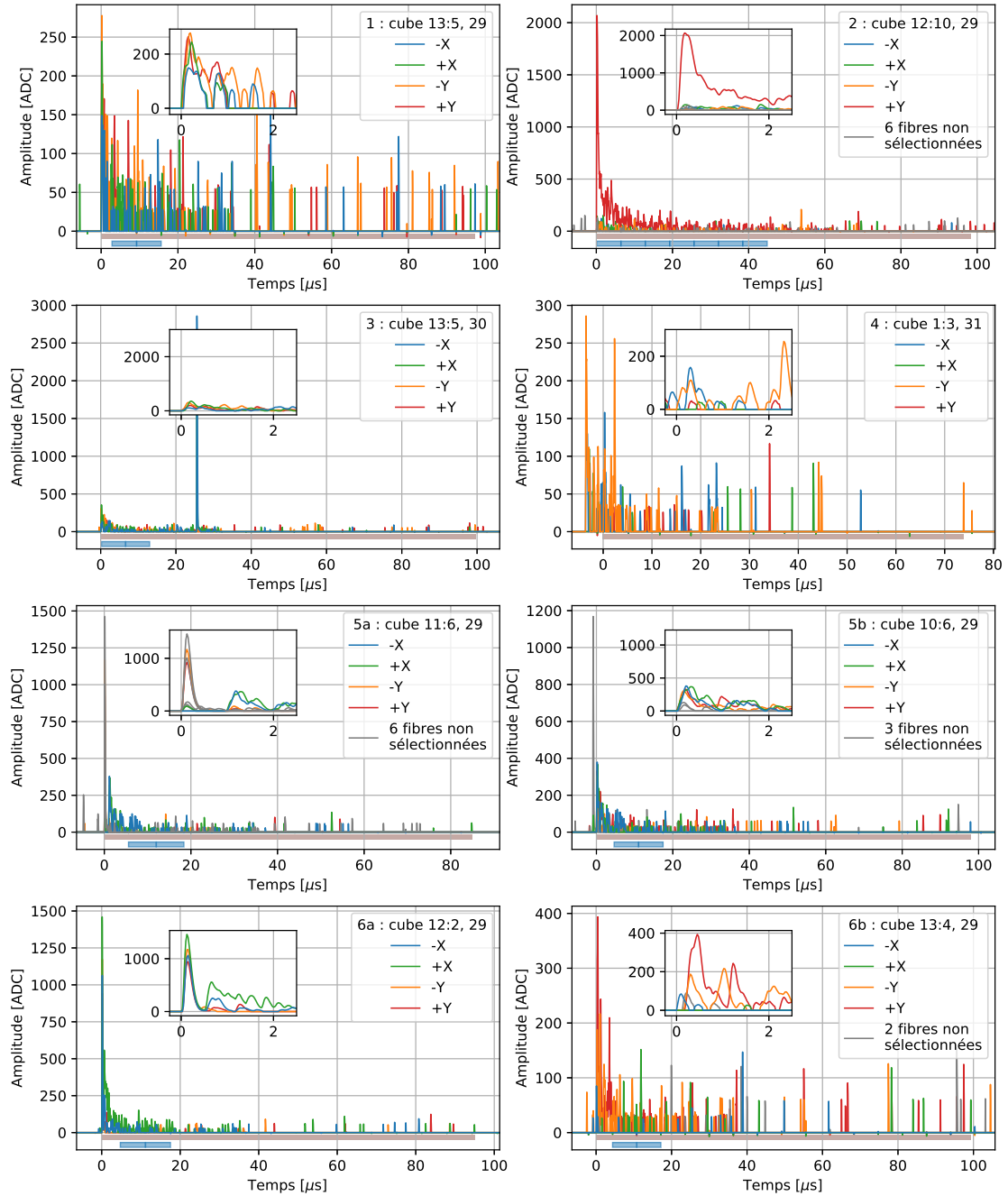


FIGURE 3.13 – Exemples d'événements *NS*. Une description des différents signaux est fournie figure 3.12.

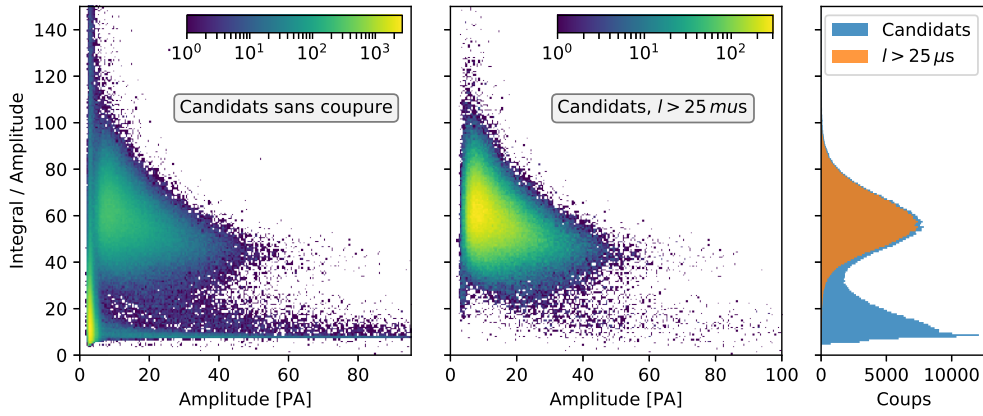


FIGURE 3.14 – $IonA$ (integral/amplitude) pour les candidats NS. Gauche : Tous les candidats. Centre : candidats après coupure sur la longueur des clusters $l > 25 \mu s$. Droite : projection des deux distributions.

- Nous définissons aussi trois variables d'asymétries : l'asymétrie horizontal-vertical δ_{X-Y} , l'asymétrie droite-gauche δ_X et l'asymétrie haut-bas δ_Y .

$$\delta_{X-Y} = \frac{\left(\frac{Q_{longue}(X)}{n_{fiber}(X)} - \frac{Q_{longue}(Y)}{n_{fiber}(Y)} \right)}{\left(\frac{Q_{longue}(X)}{n_{fiber}(X)} + \frac{Q_{longue}(Y)}{n_{fiber}(Y)} \right)} \quad (3.5)$$

$$(3.6)$$

$$\delta_X = \frac{Q_{longue}(-X) - Q_{longue}(+X)}{Q_{longue}(X)} \quad (3.7)$$

$$(3.8)$$

$$\delta_Y = \frac{Q_{longue}(-Y) - Q_{longue}(+Y)}{Q_{longue}(Y)} \quad (3.9)$$

où X , Y désignent respectivement les deux canaux horizontaux et verticaux. $-X$, $+X$, $-Y$ et $+Y$ sont les canaux lus à gauche, droite, bas et haut du plan.

3.3.1.3 Paires $ES-NS$

La corrélation $Q_{courte}-A$ est montrée sur la figure 3.12. En dessous de la contribution principale formée par les NS une deuxième structure se dessine. Elle correspond à des événements où les 30 premiers échantillons (f_{courte}) suivent le comportement d'un ES .

Cette contribution correspond à des paires d'événements $ES-NS$ partageant des canaux trop proches en temps pour pouvoir être séparés lors de la clusterisation. Les *clusters* 5a et 6a, présentés sur la figure 3.13, en sont des exemples typiques. Dans ce cas, Q_{courte} intègre uniquement le signal ES , faisant ainsi ressortir ces événements. Toujours en regardant simultanément l'intégrale courte et l'amplitude, il est possible d'observer une contribution d'événement se situant en dessous de la contribution ES clairement identifiée. Ces événements, comme nous pouvons le voir avec l'exemple 3, figure 3.13, sont également des mélanges $ES-NS$, à la différence que cette fois le signal ES se superpose au signal NS . L'intégrale courte correspond donc bien à celle d'un signal NS , contrairement à l'amplitude qui est mesurée sur le signal ES . Ce type de signaux impacte principalement les NS

de faible amplitude, qui sont plus susceptibles d'avoir une amplitude maximale inférieure à celle d'un événement *ES*.

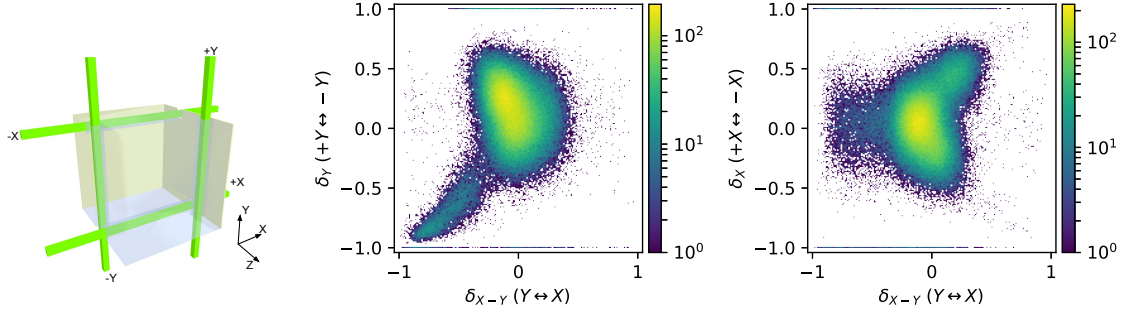


FIGURE 3.15 – Gauche : Schéma d'un cube de détection. -X, +X, -Y et +Y représente respectivement les fibres lues par la gauche, droite, bas et haut du détecteur. Centre : Figure représentant l'asymétrie horizontal/vertical δ_{X-Y} et l'asymétrie haut/bas δ_Y . Droite : Asymétrie horizontal/vertical δ_{X-Y} et l'asymétrie droite/gauche δ_X . Pour les deux figures de droites, les contributions correspondantes à des asymétries δ_X ou δ_Y égales à 1 ou -1 sont en réalité des événements où seulement une seule des deux fibres est disponible. Les données sont présentés après application de l'ensemble des coupures de la reconstruction *NS*.

3.3.1.4 Asymétrie des événements *NS*

Pour explorer plus en détails la nature des signaux reconstruits, il est intéressant de regarder l'asymétrie de ces derniers (voir figure 3.5), définie par la relation 3.5. Nous retrouvons une grande contribution d'événements symétriques distribués autour de 0. Cette composante représente plus de 90 % des événements *NS*. Nous pouvons aussi remarquer une structure ayant une forte asymétrie négative, correspondant à des événements dont l'intégrale est en grande partie contenue dans les fibres verticales. L'événement 2 sur la figure 3.12 illustre cette catégorie de signaux. C'est un effet qui s'explique par la répartition des fibres dans le cube (voir figure 3.15). Une seule fibre, celle qui est lue par le haut du détecteur (+Y), parcourt la surface d'une feuille de LiF :ZnS. Ces événements sont dus aux interactions proches de cette fibre, cette dernière agissant alors comme un écran absorbant la lumière et limitant sa propagation vers les autres fibres. Nous noterons que ces signaux semblent apparaître avec des intégrales courtes plus élevées que la composante symétrique des événements *NS*. Que ce soit lors de la clusterisation ou lors de la reconstruction des candidats *NS*, nous requérons une coïncidence entre des canaux orthogonaux. Or pour un signal fortement asymétrique, une grande partie de l'intégrale est due à une seule fibre, laissant moins de lumière pour les autres fibres. Ainsi, nous pouvons faire l'hypothèse que l'intégrale totale doit être supérieure à celle d'un signal *NS* classique pour atteindre la même efficacité de reconstruction. Sur la figure 3.15, nous pouvons observer le comportement de l'asymétrie entre les fibres horizontales. Une nouvelle structure apparaît aux alentours d'une asymétrie horizontale de -0.5, correspondant à des signaux dont l'intégrale mesurée en -X est 3 fois plus grande que l'intégrale mesurée en +X. À l'instar de ce qui est observé sur les fibres verticales, cet effet peut s'expliquer par la courte distance entre la fibre -X et la feuille de LiF :ZnS placée en -Z. Ces événements correspondraient alors à des interactions prenant place dans l'extrémité haute de la feuille.

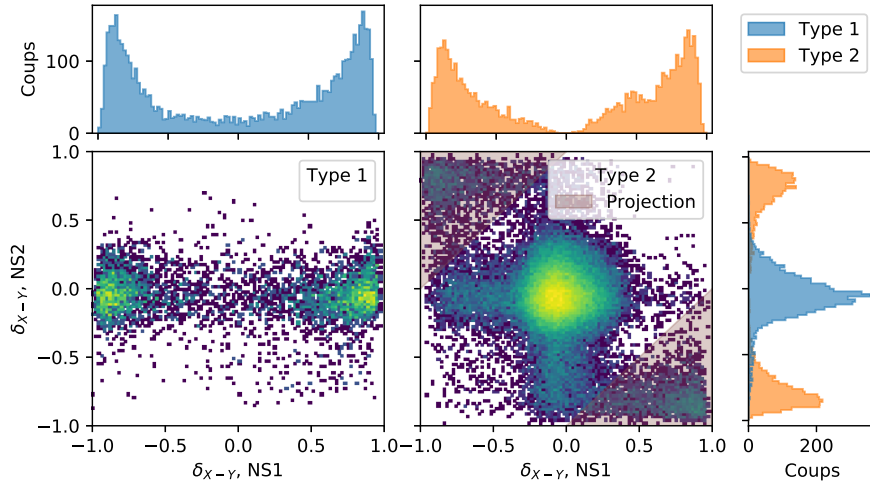


FIGURE 3.16 – Comparaison de l’asymétrie pour des paires de NS interagissant proches en temps ($\Delta t_{NS2-NS1} < 25 \mu s$). Gauche : Événements de type 1, correspondant à du double comptage où le $NS1$ est mal reconstruit.

3.3.1.5 Double comptage

Nous pouvons voir, toujours dans le plan $Q_{courtes} - \delta_{XY}$, une population d’événements de faible intégrale courte avec une forte asymétrie. Cette population est aussi induite par des paires $ES-NS$, comme le signal 5a, pour lesquels l’événement NS suivant partage les canaux horizontaux ou verticaux avec le ES initial. C’est l’intégration du signal NS , présent uniquement sur deux canaux, qui engendre cette large asymétrie.

Le *cluster* 5b, qui commence $1 \mu s$ après dans le même plan, contient lui aussi les deux fibres horizontales du NS présentes dans le signal 5a. Cependant, elles sont associées avec deux fibres horizontales présentant elles aussi un signal NS . Dans ce cas, nous avons donc reconstruit deux fois le même signal NS , créant deux *clusters* dont un seul représente la position réelle de l’événement. Le second *cluster* est suffisamment éloigné de l’événement ES pour permettre au second *cluster* d’être reconstruit correctement. Nous noterons que dans cette situation, les deux signaux reconstruits seront donc proches en temps et partageront leurs coordonnées X ou Y.

Les événements 6a et 6b suivent le même schéma, à la différence que l’ensemble des canaux NS sont impactés par un signal proche empêchant une bonne reconstruction du temps de départ. Dans ce cas, les deux événements sont un mélange du NS associé à une autre contribution. Aucun des deux événements n’est valide, et les deux sont caractérisés par une grande asymétrie. Cette dernière sera de signe opposé pour les deux événements, l’un emportant l’intégrale verticale ; l’autre l’intégrale horizontale.

En s’intéressant aux paires de NS , nommés NS_1 et NS_2 et interagissant à moins de $100 \mu s$ l’un de l’autre, nous pouvons étudier trois cas :

- NS_1 et NS_2 n’ont pas lieu dans le même plan. Ainsi, les deux NS sont reconstruits sans possibilité de mélange.
- NS_1 et NS_2 sont dans le même plan, et partagent des canaux verticaux ou horizontaux. Au vu de la faible efficacité de l’algorithme de clusterisation pour reconstruire des signaux NS partageant des canaux, nous attendons principalement des événements comme les exemples 5a et 5b. Nous l’appellerons double comptage de Type

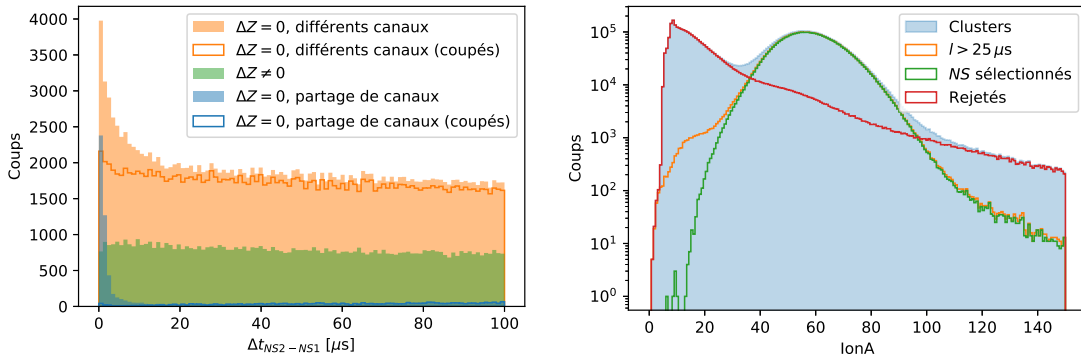


FIGURE 3.17 – Gauche : $\Delta t_{NS_2-NS_1}$ pour trois sélections différentes. Nous pouvons clairement voir une composante décroissante à court temps, inférieur aux $25 \mu s$. Cette composante est liée au double comptage de NS , et disparaît en quasi totalité après application des coupures. Droite : Distribution du IonA pour les événements initiaux (*clusters*), après coupure sur la longueur des *clusters* l et après application des coupures supplémentaires.

1.

- NS_1 et NS_2 sont dans le même plan, mais ne partagent pas de canaux. Ces événements sont majoritairement bien reconstruits. C’est dans cette catégorie que nous retrouverons les événements de type 6a et 6b. C’est ce que nous appellerons le double comptage de type 2.

Les trois cas énoncés sont représentés sur la figure 3.17, où nous pouvons voir apparaître un excès à $\Delta t < 25 \mu s$ lié aux doubles comptages de type 1 et 2. En sélectionnant cette fenêtre temporelle pour les événements ayant lieu dans le même plan, il est possible de représenter l’asymétrie du premier NS_1 en fonction de l’asymétrie du second NS_2 (voir figure 3.16).

Comme attendu au vu la définition du double comptage de type 1, les paires d’événements proches en temps et partageant des canaux sont largement dominés par le cas où NS_1 est très asymétrique contrairement à NS_2 . Pour les événements ne partageant pas de canaux mais prenant place dans le même plan, nous pouvons observer deux structures. La première, majoritaire, correspond à des événements où les deux NS montrent une bonne symétrie. Ces événements sont des paires de NS correctement reconstruites. La deuxième structure, peuplant les angles de la figure (noté projection sur la figure), représente des cas où les deux événements NS ont des grandes asymétries de signe inverse. C’est la population formant le double comptage de type 2. A partir des sélections décrites, les double comptages de Type 1 et 2 sont mesurés avec une occurrence respective de 0.13 % et 0.11 %.

3.3.1.6 Coupures additionnelles

Afin de filtrer les événements spurieux exposés dans cette partie, nous coupons les événements ayant une relation entre l’amplitude et l’intégrale courte ne correspondant pas à celle d’un signal NS . Cette coupure est présentée sur la figure 3.12, et est paramétrisée par la relation suivante :

$$Q_{courte} > 331 \times Amp - 800 \quad (3.10)$$

Cette coupure sera particulièrement efficace pour rejeter les événements *ES-NS* ainsi que les *clusters* problématiques issus des doubles comptages de type 1 et 2. Afin de s’assurer de la pureté de la sélection, nous ajoutons une seconde coupure dans le plan Asymétrie-Intégrale courte. Cette dernière aura pour rôle de rejeter les événements de faible intégrale courte, particulièrement pour les événements à forte asymétrie.

$$Q_{courte} > 3750 \times |(\delta_{X-Y})^3| + 750 \quad (3.11)$$

Ainsi, cette coupure rejettera tous les événements ayant une intégrale courte inférieure à 750 ADC. Cette valeur minimale augmente pour atteindre 4500 ADC pour des asymétries extrêmes de -1 et 1.

Les proportions d’événements rejetés par les coupures sont résumées dans le tableau suivant :

Coupure	$n_{cut}/n_{l>25\mu s}$	recouvrement
Q_{courte} vs amplitude	98.4 %	0.4 %
Q_{courte} vs asymétrie	99.1 %	
Total	97.9 %	

Il est très difficile d’estimer la pureté de la sélection *NS* après application des coupures. Cependant, nous pouvons déjà remarquer que la quasi totalité des événements spurieux dans les trois plans étudiés sont rejetés. Il est raisonnable de considérer que la coupure $l > 25 \mu s$ atteint une pureté proche des 98 %.

Nous pouvons aussi observer l’effet des coupures sur le double comptage, figure 3.17, où l’excès est extrêmement atténué. Les proportions d’événements doubles comptés évoluent de 0.13 % à 0.01 % et de 0.11 % à 0.01 % pour le type 1 et 2 respectivement, correspondant à une réduction d’un facteur 10.

L’effet de l’ensemble des coupures est présenté sur la figure 3.17. Nous pouvons observer une population d’événements à haut *IonA* sélectionnés. Ils correspondent à des événements *NS* de très faible amplitude, pour lesquels la contribution du *Darkcount* à l’intégrale n’est pas négligeable, ce qui augmente artificiellement le rapport *IonA*. Nous pouvons aussi observer un épaulement dans la distribution des événements rejetés pouvant correspondre à des événements *NS*. Ce sont les paires de *ES-NS*, dont l’intégrale longue et l’amplitude correspondent à celle d’un *NS*. La récupération de ces événements, si elle s’avère nécessaire, demandera un travail supplémentaire sur l’algorithme de clusterisation.

3.3.2 Muons

Avant de détailler la reconstruction des muons, il est important de séparer les différents cas attendus dans le détecteur (voir exemple figure 3.19) :

- Type 0 : Les *clipping muons*, qui ne traversent qu’un ou deux cubes sur une des arêtes du détecteur. A cause de la faible multiplicité et de l’absence de trace, il sera difficile des les séparer d’un *ES* de haute énergie.
- Type 1 : Les muons proches de la verticale, qui ne traversent alors qu’un seul plan. Pour ces derniers, il est impossible de lever l’ambiguïté sur l’angle d’entrée dans le détecteur.
- Type 2 : Ces muons traversent plusieurs plans du détecteur. Ils vont induire un grand nombre de signaux sur différents canaux. La segmentation du détecteur permet ainsi de reconstruire une trace dans la grande majorité des cas.

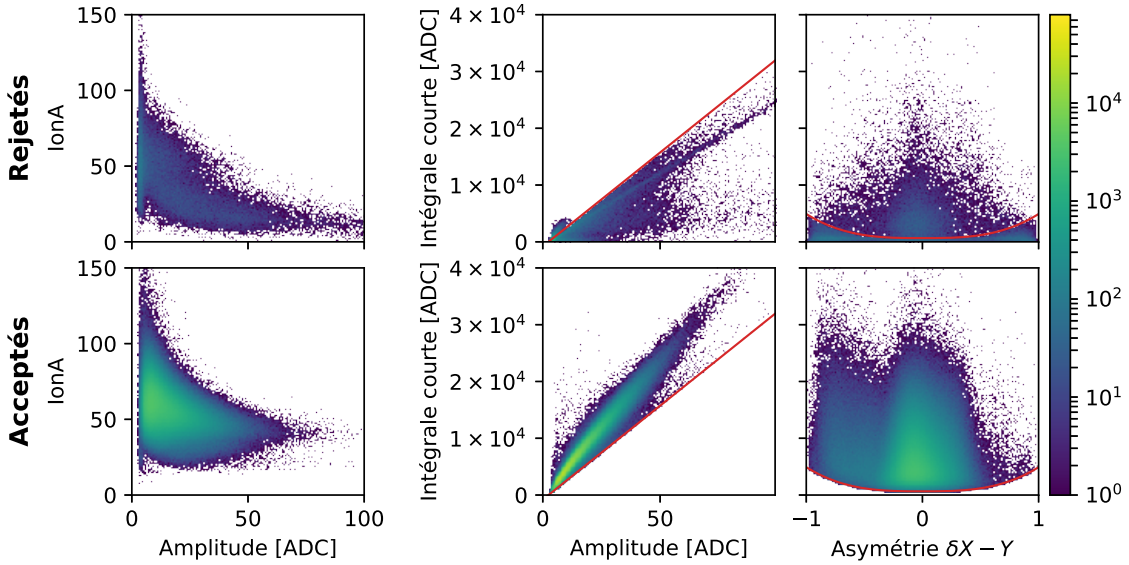


FIGURE 3.18 – Effets des coupures pour les trois plans utilisés. La ligne du haut présente les événements rejetés par les coupures, la ligne du bas ceux gardés après coupure. La colonne de gauche présente le IonA en fonction de l’amplitude. La colonne centrale présente l’intégrale courte Q_{courte} en fonction de l’amplitude. La colonne de droite représente l’intégrale courte en fonction de l’asymétrie δ_{X-Y} .

L’identification des événements de type 1 et 2 est basée sur les mêmes coupures : le *cluster* est sélectionné pour identification si plus de 8 canaux ont des amplitudes supérieures à 200 ADC (6,5 PA). Les positions des canaux correspondant à des fibres horizontales et verticales permettent d’interpoler la trace laissée par le muon respectivement dans le plan (Y,Z) et le plan (X,Z) (voir figure 3.20). En combinant les deux projections, la trace est reconstruite en 3 dimensions. Elle peut alors être résumée par deux angles. L’angle azimutal est déterminé entre la trace et l’axe Y (vertical au détecteur). L’angle polaire est mesuré entre la trace et l’axe X du détecteur. La distribution angulaire des traces ainsi reconstruites est présentée figure 3.21. En partant de la trace ajustée, les cubes traversés par le muon sont identifiés. Le dépôt d’énergie linéaire est aussi déterminé pour pouvoir être utilisé lors de la calibration (voir chapitre 4). Il est ainsi possible de déterminer le point d’entrée et, s’il existe, le point de sortie du muon dans le détecteur. L’absence de point de sortie permet de déterminer l’arrêt du muon dans le volume du détecteur.

Pour les événements de type 0, il faut vérifier que le *cluster* comprend bien un cube situé dans la couche externe du détecteur, renvoyant une amplitude supérieur à 6000 ADC (190 PA). Au vu de la faible probabilité de voir un événement ES classique déposer autant d’énergie dans la couche externe, il est classé comme muon⁴.

3.3.3 Signaux ES

Les événements *ES* sont considérés comme étant la seule population restante une fois l’identification des muons et des *NS* réalisée. Cependant, afin de réduire au maximum

⁴La définition ainsi retenue ne permet pas de faire une discrimination nette avec un événement ES. Cependant, il semble peu probable que l’analyse de l’expérience utilise ces événements, contenant uniquement un dépôt d’énergie dans la couche externe.

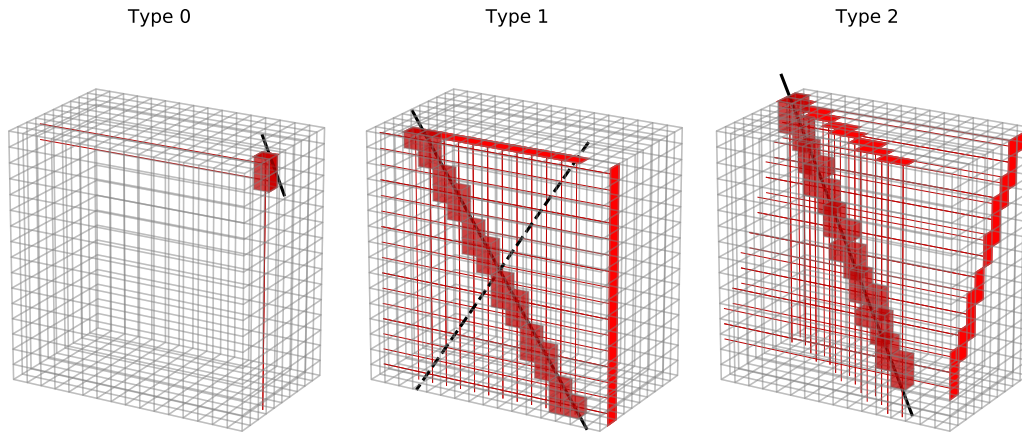


FIGURE 3.19 – exemples de traces induites par un muon traversant un module SoLid ($10 \times 16 \times 16$ cubes) pour les trois types définis. La droite noire est le parcours du muon, induisant des dépôts d'énergie dans les cubes représentés en rouge. Les canaux touchés sont affichés en rouge sur les faces extérieures du module de détection. Gauche : Trace de type 0, correspondant à un muon traversant peu de cubes sur une arête du détecteur. Centre : Trace de type 1 où un muon traverse uniquement un seul plan. En partant de la projection des cubes, il demeure une ambiguïté représentée par les deux droites noires. Droite : Trace de type 2. Le muon traverse plusieurs plans, il est ainsi possible de reconstruire sa trace sans ambiguïté.

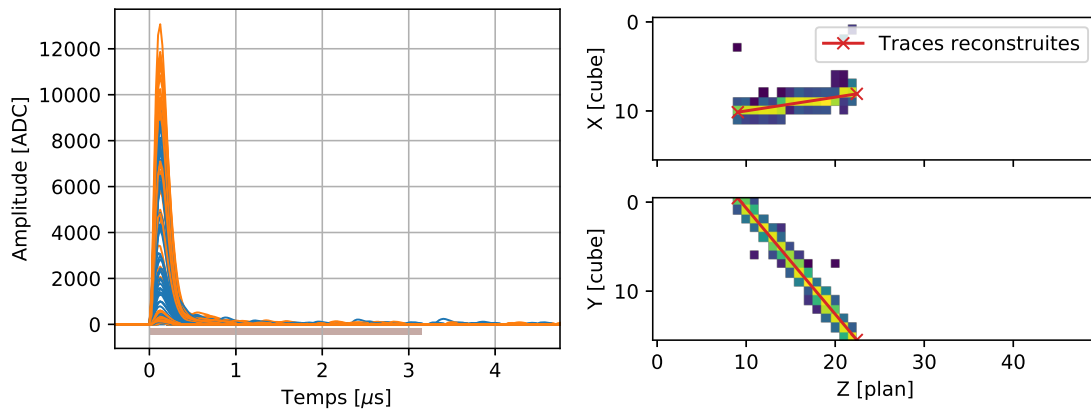


FIGURE 3.20 – Evènement associé au passage d'un muon après reconstruction. Gauche : signaux provenant des différents canaux impliqués. Les fibres horizontales et verticales sont représentées en bleu et orange. Droite : projection des canaux touchés. La droite rouge représente la paramétrisation de la trace reconstruite. Les croix rouges représentent les points d'entrées et de sorties.

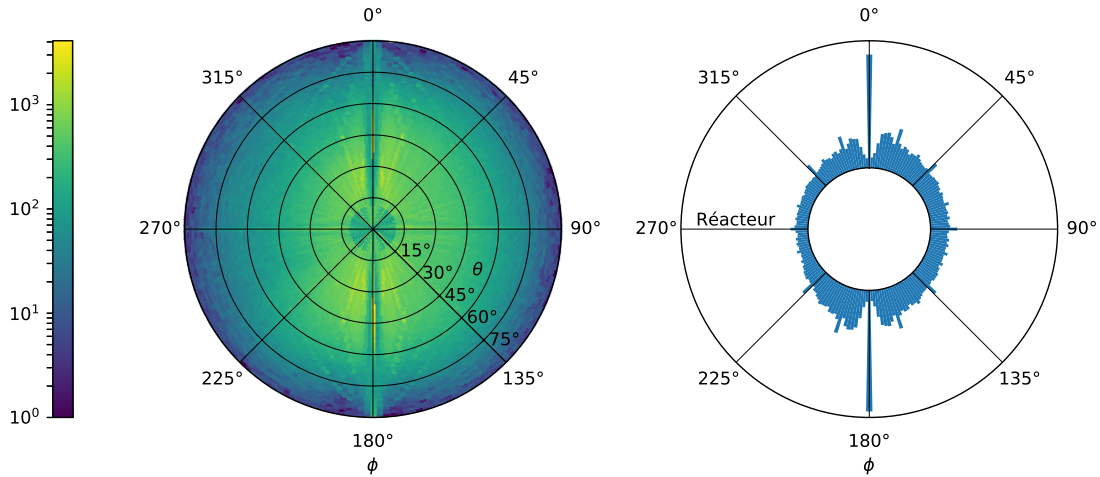


FIGURE 3.21 – Gauche : Distribution angulaire des muons reconstruits dans le détecteur. ϕ symbolise l’angle polaire, θ l’angle azimutal. Les structures dans les directions 0° et 180° sont liées au caractère discret des plans de détection. Droite : Flux relatif en fonction de l’angle polaire. La direction du réacteur (270°) est reportée sur la figure. La réduction du flux dans cette direction s’explique par la présence de la piscine et du coeur du réacteur.

la contamination par d’autres signaux non-reconstruits, cette dernière catégorie est uniquement abondée par les *clusters* d’une longueur inférieure à 75 échantillons ($1.8\mu s$). En plus de la coupure en amplitude de 2.5 PA appliquée lors de la construction des *clusters*, cet algorithme sélectionne uniquement les canaux au dessus de 4.5 PA. Ce seuil, amené à être descendu à 2.5 PA dans le futur, permet une compréhension plus simple des données pour les premières analyses de l’expérience. En dessous de ce seuil, le nombre de cubes reconstruits tend à grandement augmenter principalement à cause du bruit thermique et des fuites de lumière entre cubes.

3.3.3.1 Reconstruction du temps

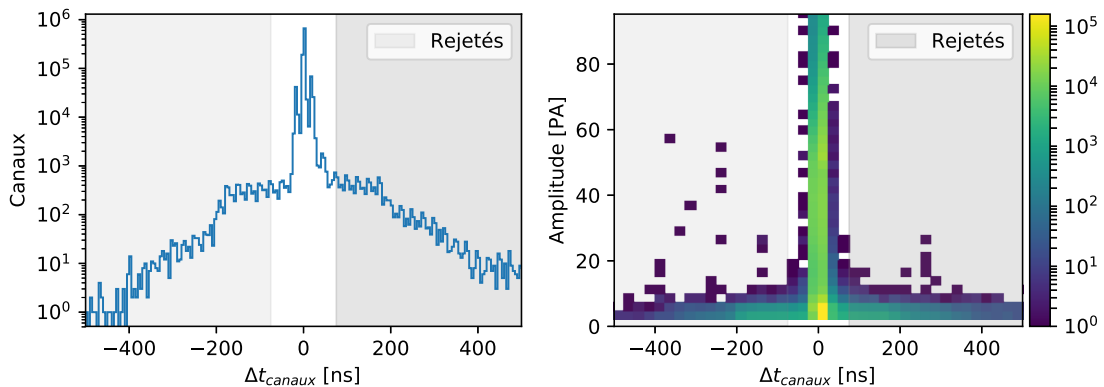


FIGURE 3.22 – Gauche : Distribution de l’écart en temps entre un pic et le maximum du *cluster ES* (Δt_{canaux}). Droite : Distribution de l’écart en temps d’un pic en fonction de son amplitude. Les zones grisées représentent les pics rejetés lors de la reconstruction.

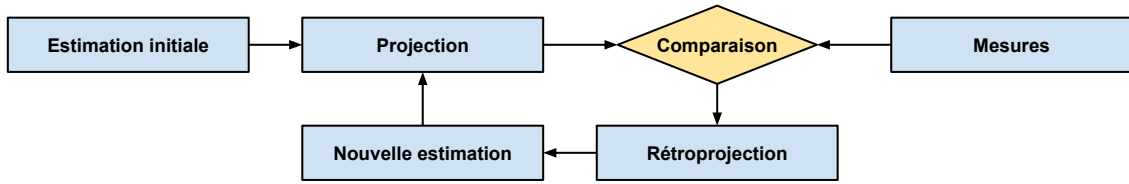


FIGURE 3.23 – Fonctionnement schématisé de l’algorithme *Maximum-Likelihood Expectation-Maximization* (ML-EM) [92], utilisé pour reconstruire les dépôts d’énergie dans le détecteur.

Contrairement aux signaux *NS*, les signaux *ES* sont composés d’un seul pic. Dès lors, il est possible de reconstruire le temps du signal avec une précision inférieure à la durée d’un échantillon (25 ns). Pour ce faire, nous réalisons une moyenne pondérée du signal, en regardant le temps d’arrivée moyen des 7 échantillons centrés sur le maximum. Des études préliminaires indiquent que cette méthode nous permet d’atteindre une résolution temporelle de l’ordre de ≈ 10 ns, même pour des signaux de faible amplitude. Cette résolution est très bonne par rapport à la longueur des *clusters* ; proche de la microseconde. Au vu du taux de bruit thermique dans le détecteur, il est commun de voir des signaux de *darkcount* associés à ceux provenant d’un événement réel. Pour observer cet effet, nous regardons l’écart temporel Δt_{canaux} entre la plus grande amplitude de chaque canal avec l’amplitude maximale observée dans le *cluster*. Cette dernière est considérée comme temps de référence correspondant au signal. Nous pouvons observer sur la figure 3.22 que les amplitudes par canaux situées à plus de 3 échantillons du maximum sont en majorité inférieures à 5 PA, compatibles avec des signaux de bruit thermiques. Afin d’en éliminer une grande partie, nous appliquons une coupure sur le temps d’arrivée des signaux à l’intérieur du *cluster*. Tout canal où l’amplitude est éloignée de plus de 75 ns de ce maximum est rejeté avant de continuer la reconstruction.

3.3.3.2 Reconstruction des cubes d’interactions

L’étape suivante de la reconstruction *ES* consiste à attribuer un cube d’origine aux signaux détectés. Lorsqu’une interaction dépose de l’énergie dans plus d’un cube à l’intérieur d’un plan, nous observons alors une ambiguïté sur le point d’interaction. Sur la figure 3.24, le signal présenté en haut est un exemple d’événement sans ambiguïté. L’énergie est déposée dans deux cubes situés sur la même colonne, permettant ainsi de les reconstruire avec certitude. Les quatre fibres horizontales contribuent chacune à un seul cube, contrairement aux fibres verticales qui traversent les deux cubes. Ainsi, pour attribuer une énergie déposée dans chaque cube, il est nécessaire de croiser l’information des fibres horizontales avec les fibres verticales.

Le deuxième exemple présenté sur la figure 3.24 est ambigu. En effet, les 11 fibres recevant des signaux peuvent correspondre à des situations allant de 4 à 8 cubes dans lesquels de l’énergie a été déposée. Il sera aussi nécessaire ici de répartir l’énergie entre cubes en croisant les informations des fibres horizontales et des fibres verticales. Dans ce cas, il n’est pas possible de retrouver exactement la répartition des dépôts d’énergie, et nous cherchons donc une solution approchée.

Afin de résoudre ce problème, nous utilisons un algorithme largement utilisé en imagerie médicale [93], et plus récemment par l’expérience NEXT [94] : *Maximum-Likelihood Expectation-Maximization* (ML-EM) [92].

Ce type d’algorithme itératif est très bien adapté pour trouver les paramètres les

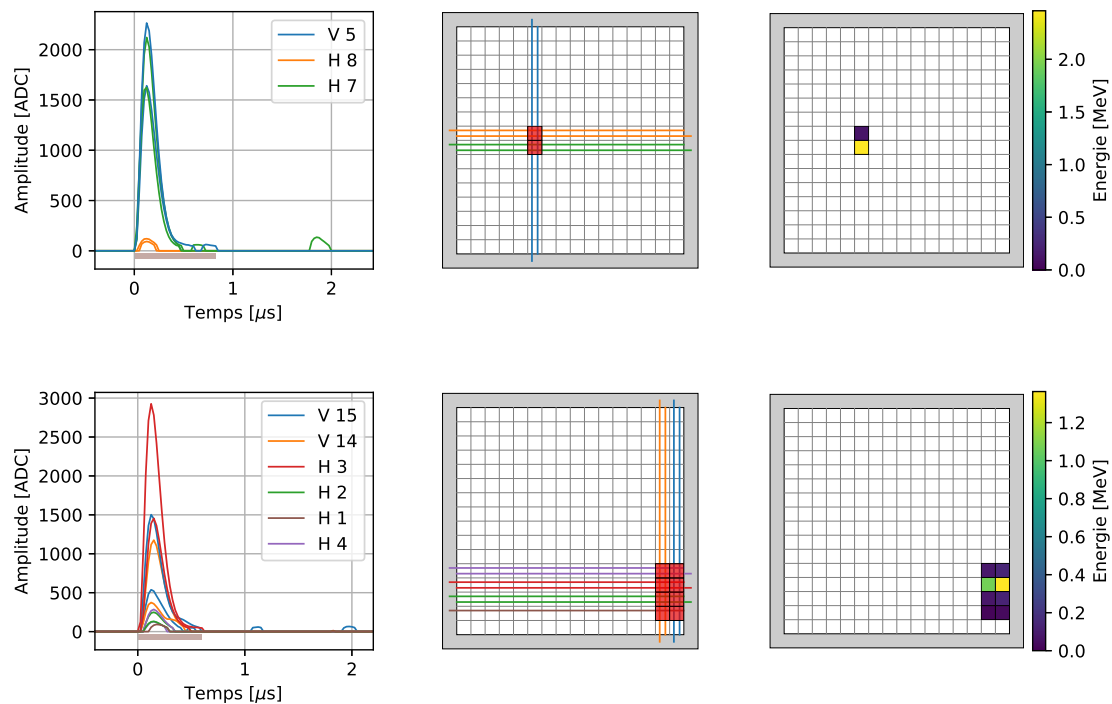


FIGURE 3.24 – Deux exemples d'événements *ES*. Les fibres sont représentées dans le plan. Les cubes représentés en rouge sont les candidats pour les dépôts d'énergies. Gauche : événement *ES* non ambigu où 6 fibres sont touchées, correspondant à deux cubes. Droite : événement *ES* ambigu composé de 11 fibres, où le nombre de cubes est compris entre 4 et 8.

plus probables d'un problème reposant sur des distributions statistiques [92]. Dans notre cas, nous cherchons quel dépôt d'énergie a conduit à la mesure que nous avons réalisée. La distribution de la lumière produite jusqu'à sa détection est un processus purement statistique de nature poissonienne.

Comme présenté sur la figure 3.23, cet algorithme peut être résumé par :

1. Définir à priori la répartition de l'énergie de chaque cube sur chaque fibre. Dans notre cas, nous initialisons l'algorithme avec une répartition d'un quart de l'énergie déposée dans un cube sur chacune des fibres le traversant.
2. L'algorithme détermine la distribution de dépôts d'énergie dans le détecteur minimisant la fonction de vraisemblance.
3. En partant de l'estimation des dépôts d'énergies, l'algorithme détermine de nouveaux paramètres pour la répartition de l'énergie entre fibre.
4. Les étapes 2 et 3 sont répétées jusqu'à convergence vers une solution.

Afin de tirer le meilleur parti de cet algorithme, les amplitudes initialement mesurées en ADC sont converties en photo-avalanches, et sont corrigées des effets dépendants du couplage optique de chacun des canaux. Ces facteurs de correction sont mesurés lors des périodes de calibration (voir chapitre 4). Les répartitions de l'énergie déposée ainsi obtenue sont présentées sur la figure 3.24 pour les deux événements présentés auparavant. Nous remarquons que l'algorithme reconstruit l'ensemble des cubes possibles en attribuant

des énergies très faibles aux cubes "artefacts". La calibration de cette reconstruction sera exposée dans le chapitre 4.

3.4 Conclusion

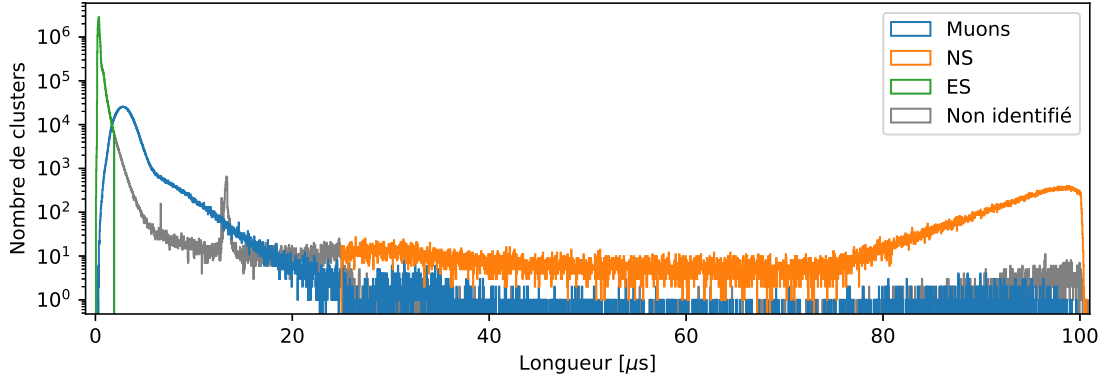


FIGURE 3.25 – Longueur des *clusters* reconstruits en fonction de leur identification en mode de fonctionnement physique.

La chaîne de reconstruction développée pour l'expérience SoLid agrège de nombreux algorithmes afin de tirer avantage de la complexité du détecteur. Avec une collection de lumière inférieure à 100 PA/MeV/cube, et pour tirer partie de la segmentation, nous devons reconstruire des événements de très faible amplitude. Sans ces derniers, il est difficile d'utiliser la topologie comme variable discriminante contre le bruit de fond. En contrepartie, la recherche de ces signaux nous oblige à être sensible au bruit thermique, particulièrement présent pour un détecteur utilisant 3200 MPPCs comme capteurs. Malgré ces difficultés, la chaîne de reconstruction profite d'un des points forts de la technologie : l'utilisation de scintillateurs différents pour les événements *ES* et *NS* afin d'obtenir une séparation efficace. La figure 3.25 présente la longueur des *clusters* en fonction de leur identification. Il apparaît clairement que l'algorithme de clusterisation développé permet de construire des objets aux propriétés reflétant celles des signaux reconstruits tout en conservant une base unique. Seulement une proportion très faible des signaux ne reçoit pas d'identification, engendrant ainsi une perte d'efficacité faible lors de la reconstruction.

Chapitre 4

Calibration

Ce chapitre décrit les procédures de calibration du détecteur permettant d'en déterminer l'efficacité de détection neutron et la réponse en énergie. Ces études se basent sur des données expérimentales obtenues lors des campagnes de calibration réalisées avec le système de calibration CROSS (voir section 2.1.4). Celles-ci sont réalisées une fois par mois environ, soit durant les périodes réacteur OFF, soit à la suite d'interventions sur le détecteur ou dans le bâtiment réacteur. Ces mesures sont ensuite confrontées aux modélisations Monte-Carlo. En terme de réponse neutron, il s'agit de déterminer l'efficacité de détection absolue à 5 % près à l'échelle d'un module, 10 % à l'échelle d'un plan. En terme d'efficacité de détection relative entre modules, nous visons une incertitude inférieure à 1 %, et inférieure à 2 % entre plans. En terme de résolution en énergie l'objectif est d'atteindre une incertitude stochastique, c'est-à-dire une incertitude statistique sur la quantité de lumière détectée, inférieure à 14 % à 1 MeV.

4.1 Calibration en efficacité neutron (NS)

4.1.1 Transport et interaction neutron dans le détecteur

L'efficacité absolue de détection neutron ϵ_{det} peut se décomposer selon le produit :

$$\epsilon_{det} = \epsilon_{capt} \times \epsilon_{reco} \quad (4.1)$$

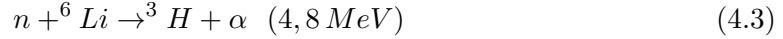
où ϵ_{capt} est l'efficacité de capture, c'est à dire la probabilité pour un neutron d'être capturé dans une feuille de ${}^6\text{LiF:ZnS}$, et ϵ_{reco} est l'efficacité de reconstruction, c'est à dire la probabilité que la capture soit détectée, enregistrée et identifiée comme telle. De même, nous pourrions factoriser l'efficacité de reconstruction selon :

$$\epsilon_{reco} = \epsilon_{trig} \times \epsilon_{PID} \quad (4.2)$$

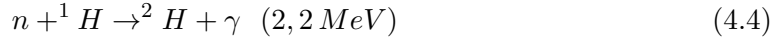
où ϵ_{trig} est la probabilité que le signal induit par la capture déclenche le détecteur et ϵ_{PID} la probabilité d'identifier ce signal comme un neutron lors de l'analyse des données.

L'efficacité de reconstruction ne dépend que des performances du détecteur : collection de lumière, efficacité de déclenchement et d'identification. À contrario, l'efficacité de capture ϵ_{capt} est proportionnelle à la probabilité de voir le neutron traverser la feuille de ${}^6\text{LiF:ZnS}$, pondérée par la probabilité qu'il soit capturé lors de son passage. Dès lors, elle dépend de la position et de l'énergie initiale du neutron, ainsi que de son transport dans le dispositif expérimental.

La probabilité d'interaction du neutron sur le ${}^6\text{Li}$ est d'autant plus élevée que son énergie est faible, sa section efficace de capture évolue en $1/E$ (voir fig. 4.1). Ainsi, la grande majorité des captures ont lieu à l'énergie thermique ($E_{th} = \frac{3}{2}k_B T \simeq 0,025 \text{ eV}$). Ce processus de thermalisation, nécessitant plus d'une dizaine de collisions élastiques sur l'hydrogène, induit un écart en temps et en position entre la production du neutron et sa capture. Il entraîne également une compétition entre la capture sur le ${}^6\text{Li}$:



et la capture radiative sur l'hydrogène :



Du fait du rapport des sections efficaces et malgré des quantités de matières très différentes, la probabilité de capture sur le lithium l'emporte. Pour un neutron produit par réaction bêta inverse dans le détecteur, avec une énergie moyenne de l'ordre de 50 keV, les probabilités d'être capturé sur le ${}^6\text{Li}$, sur ${}^1\text{H}$ ou de sortir sans interagir du détecteur sont typiquement de 72 %, 24 % et 4% respectivement. Ces probabilités varient légèrement avec le spectre en énergie initial des neutrons et atteignent respectivement environ 70%, 15% et 15% pour des neutrons produits par les sources AmBe et ${}^{252}\text{Cf}$. Il sera donc important de modéliser le transport des neutrons, dans une gamme en énergie couvrant plusieurs décades, du meV à plusieurs dizaines de keV (IBD), voir plusieurs MeV (source AmBe et ${}^{252}\text{Cf}$).

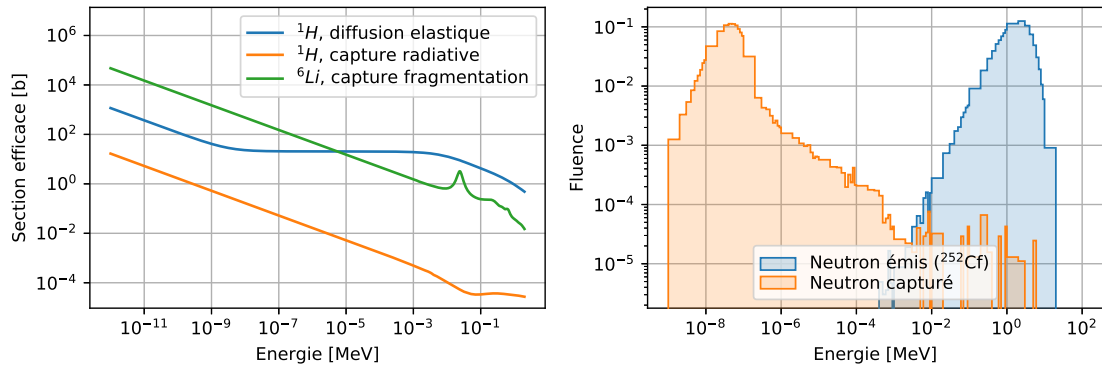


FIGURE 4.1 – Gauche : Sections efficaces neutron de diffusion élastique sur l'hydrogène (bleu), de capture radiative sur l'hydrogène (orange) et de capture sur le ${}^6\text{Li}$ (vert) [95]. Droite : Spectre en énergie des neutrons émis par la source de ${}^{252}\text{Cf}$ (bleu) et spectre en énergie des neutrons lors de leur capture sur le ${}^6\text{Li}$ (orange).

4.1.2 Procédure de calibration

Le dispositif CROSS et la procédure de calibration neutron ont été définis à partir d'une étude préliminaire basée sur des études Monte-Carlo (GEANT4/MCNP) [96]. Il s'agissait de calibrer chacune des 12800 cellules de détection tout en maintenant l'ensemble du volume de détection homogène, c'est à dire sans zone morte et en évitant les effets de bord. En outre, les activités des sources neutron ont été optimisées de manière à pouvoir utiliser l'électronique dans des conditions proches des prises de données physique ; l'objectif

étant de reconstruire un minimum de 10 000 interactions neutron pour les plans les plus éloignés de la source, tout en conservant un taux de déclenchement total inférieur au kHz.

4.1.2.1 Sources de calibration neutron

La collaboration dispose de deux sources de calibration neutron AmBe et ^{252}Cf , dont les principales caractéristiques sont reportées dans le tableau 4.1.

Source	$\langle E \rangle$ [MeV]	Activité [n/s]	$T_{1/2}$ [années]	Multiplicité	Processus
AmBe	4,16	1794 (35)	436,2 (6)	1	$\alpha + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C} + n$
^{252}Cf	2,13	3804 (34)	2,645 (8)	3,764 (2)	Fission spontanée

TABLEAU 4.1 – Principales caractéristiques des sources de calibration neutron AmBe et ^{252}Cf [97] : Energie moyenne, activité, temps de demi-vie, multiplicité neutron et processus.

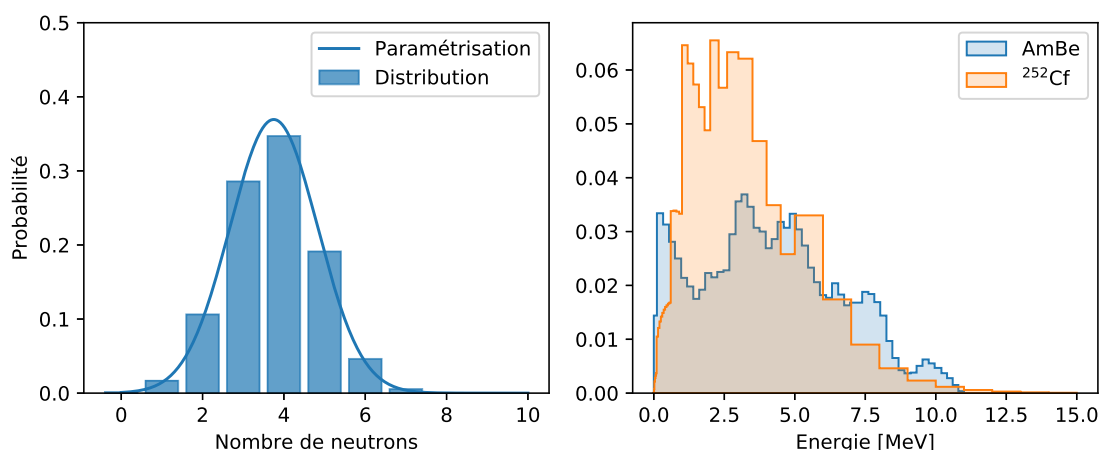


FIGURE 4.2 – Gauche : Distribution de multiplicité neutrons pour la source de ^{252}Cf . Cette distribution est paramétrée par une distribution gaussienne de valeur moyenne $\mu = 3,759$ et de largeur $\sigma = 1,08$ [98]. Droite : Spectres en énergie des neutrons émis par les sources AmBe et ^{252}Cf , issus de la norme ISO [75].

Source AmBe

Cette source neutron est composée d'un mélange de Béryllium, ${}^9\text{Be}$, et d'Américium, ${}^{241}\text{Am}$. La production de neutron est assurée par le processus de conversion :



où la particule α est produite par l' ${}^{241}\text{Am}$. Le facteur de conversion $\alpha - n$ n'est pas connu avec précision, et varie d'une source à l'autre. Il est en moyenne de l'ordre de $6 \times 10^4 \text{n/s}$ par GBq d'activité ${}^{241}\text{Am}$. La particule α perdant de l'énergie dans le milieu avant sa capture par le ${}^9\text{Be}$, la structure interne et la taille de la source viennent directement influencer

la façon dont se comporte le flux de neutrons émis. Le spectre en énergie de la source recommandé par la norme ISO [75], présenté sur la figure 4.2, est lui aussi impacté par cet effet. En outre, le noyau de carbone peut être produit dans un état excité (rapport d'embranchement $\approx 60\%$) entraînant ainsi l'émission d'un gamma de 4.4 MeV. Ce dernier est très utile pour la calibration *ES* du détecteur, nous offrant un point de calibration entre les basses énergies des sources gammas traditionnelles, et la calibration à haute énergie. L'activité mesurée est de 1794 ± 35 neutrons par seconde (voir tableau 4.1).

Source ^{252}Cf

Afin d'avoir un second émetteur neutron, nous utilisons une source de fission : le ^{252}Cf . Le rapport d'embranchement vers la fission spontanée est de $3,092 \pm 0,008\%$. La fission spontanée émet en moyenne $3,764 \pm 0.002$ neutrons par fission. La propagation de l'activité de cette source est plus compliquée que dans le cas de l'AmBe. La difficulté réside dans le fait que le ^{252}Cf a un temps de vie relativement court et qu'une partie de ces descendants sont également des émetteurs neutron. Il est donc nécessaire de prendre en compte l'activité induite par le ^{250}Cf et le ^{248}Cm . Le tableau 4.2 résume les informations fournies par le constructeur ainsi que les valeurs des différents paramètres d'intérêt. Afin de déterminer l'historique de la source, nous disposons aussi des informations suivantes :

1. L'extraction du Curium a été faite le 22 aout 2014.
2. La composition relative en isotope du Californium date du 16 mai 2016.
3. La calibration réalisée le 17 janvier 2017 indique une activité de 3804 ± 34 neutrons par seconde.

Isotope	$T_{1/2}$ [années]	$P_{fission}$ [%]	multiplicité [n/fission]	Proportion de l'activité [%]
^{252}Cf	2,645 (8)	3,092 (8)	3,759 (1)	89,874
^{250}Cf	13,08 (9)	0,077 (3)	3,53 (9)	9,724
^{249}Cf	351 (2)	N.A.	N.A.	0,251
^{251}Cf	898 (44)	N.A.	N.A.	0,0509
^{248}Cm	34800 (600)	8,39 (16)	3,11 (9)	N.C.

TABLEAU 4.2 – Tableau récapitulatif des isotopes principaux composant la source de ^{252}Cf .

En partant de ces différentes informations, il est possible de reconstituer un modèle d'activité pour le ^{252}Cf . Ce modèle est présenté figure 4.3. La correction à appliquer reste très faible (inférieure au pourcent) et l'incertitude du modèle est estimée en faisant varier les paramètres selon des lois normales.

Étalonnage de l'activité des sources

Les deux sources ont été calibrées par le laboratoire de métrologie neutron NPL. Le laboratoire possède des sources étalonnées de référence qui sont régulièrement calibrées dans un bain d'une solution aqueuse de sulfure de manganèse. L'eau fait office de modérateur

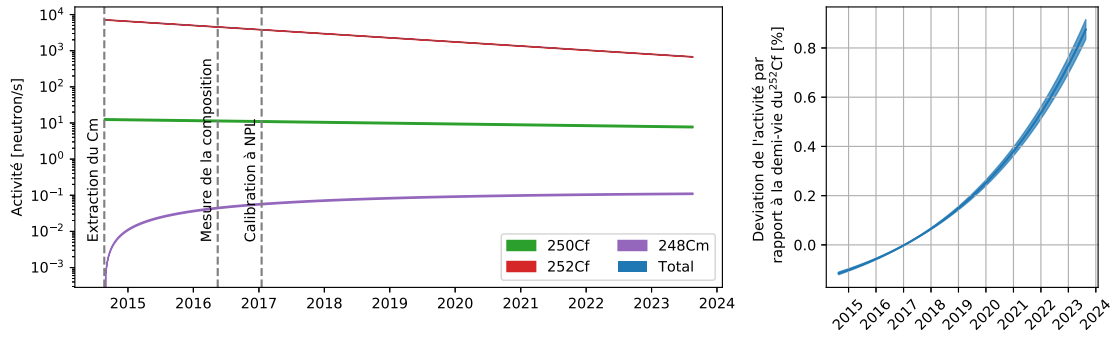


FIGURE 4.3 – Modélisation de l’activité neutron de la source de ^{252}Cf . Gauche : évolution de la contribution de chacun des isotopes pouvant fissionner à l’activité totale de la source. Droite : déviation de l’activité de la source par rapport à l’hypothèse d’une source pure ^{252}Cf .

pour les neutrons, favorisant l’activation par capture neutronique du ^{55}Mn . Il est ainsi produit du ^{56}Mn , pour lequel il est ensuite possible de détecter la décroissance :



Le contenu de la solution est mesuré en continu, afin de quantifier la production de cet isotope. Ces sources de référence sont ensuite utilisées pour calibrer un dispositif composé de modérateur et de plusieurs détecteurs gazeux BF_3 . Enfin, la source à calibrer est installée dans le même dispositif, et son activité est obtenue par comparaison. Les résultats donnés par NPL estiment les incertitudes relatives sur les activités des sources comme étant 1.9 % et 0.9 % pour respectivement l’AmBe et le ^{252}Cf .

4.1.2.2 Points de calibration

Les sources sont positionnées au sein du détecteur à l’aide du dispositif CROSS présenté en section 2.1.4. Ce système nous permet d’ouvrir des espaces dans le détecteur. Ces *gaps* de calibration sont disponibles entre tous les modules, soit tous les 10 plans. Il faut noter que deux de ces *gaps* sont situés aux extrémités du détecteur. Dans ces positions, l’espace est ouvert entre le module et le blindage en PE. À l’intérieur de chacun de ces *gaps*, 55 % de la surface du plan est accessible, comme il est présenté sur la figure 4.4. Selon X, cette zone représente 12 cubes de large, légèrement décalée du centre pour des raisons mécaniques. Selon Y, cette zone est légèrement plus petite, de l’ordre de 11,6 cubes. Pour des problèmes d’espace au dessus du détecteur, CROSS ne peut pas emporter un bras plus long, et ne peut donc pas descendre plus bas. En partant de ces contraintes, nous avons déterminé 9 points de calibration par *gap* permettant d’obtenir une couverture satisfaisante des plans (voir figure 4.4).

4.1.2.3 Campagne de calibration 09/2018

La figure 4.5 présente la campagne de calibration effectuée en Septembre 2018, durant laquelle deux *runs* de calibration neutron en sources AmBe et ^{252}Cf , de plus de deux jours chacun, ont pu être réalisés. Les sources ont été positionnées aux 54 points de calibration prédéfinis par CROSS (voir section 4.1.2) avec une durée d’exposition de 50 minutes par point pour la source AmBe, respectivement 60 minutes pour la source ^{252}Cf , nous permettant d’atteindre une statistique cumulée supérieure à $1,0 \times 10^8$ (resp. $1,70 \times 10^8$) événements

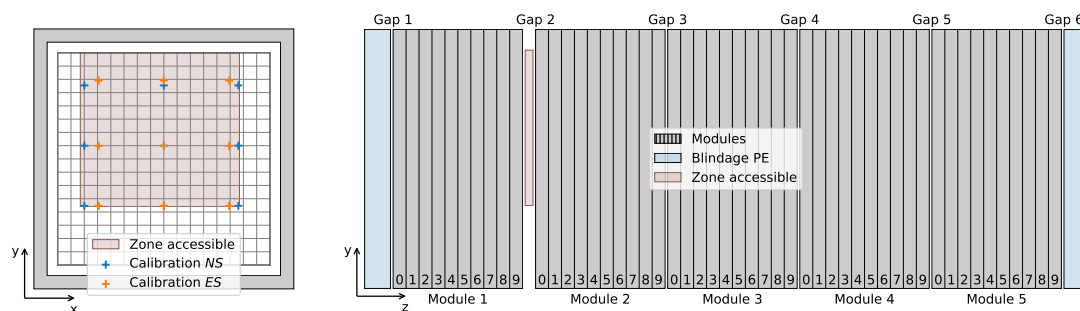


FIGURE 4.4 – Schéma à l'échelle représentant le détecteur SoLid dans le plan XY et ZY. Gauche : représentation des 9 points de calibration *NS* et *ES*. Droite : représentation des 6 *gaps* de calibrations. Le *gap* 2 est ouvert, et la zone accessible par la source est représentée.

NS reconstruits. Comme illustré dans le tableau 4.3 et sur la figure 4.6 nous atteignons une incertitude statistique inférieure à 0,2 % au niveau des plans et de 5% dans le cas le plus défavorable au niveau des cubes.

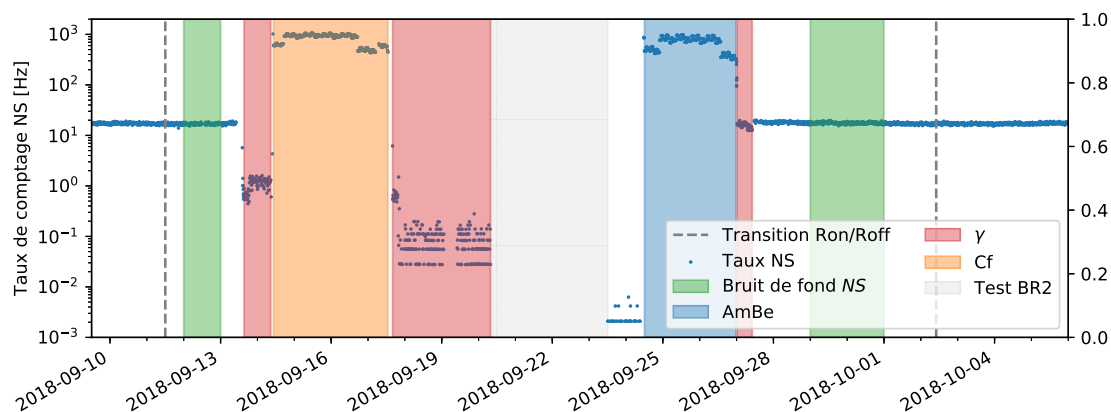


FIGURE 4.5 – Taux de comptage *NS* lors de la campagne de calibration de septembre 2018. Cette campagne de calibration s'est déroulée entre les cycles réacteur ON 04/2018A et 05/2018 et fut entrecoupée par une interruption d'environ deux jours, pendant lesquels étaient réalisés des tests de pression dans le bâtiment réacteur. La collaboration a pu réaliser six *runs* de calibration *ES* (^{22}Na , ^{137}Cs , ^{207}Bi et AmBe) et deux *runs* de calibration *NS*, avec des sources ^{252}Cf et AmBe.

4.1.3 Reconstruction de données

Cette partie décrit la procédure de reconstruction des données neutron acquises pendant les campagnes de calibration. Elle consiste à corriger, agréger et normaliser les différents points de mesure. L'objectif est d'obtenir deux fonctions de réponse 'corrigées' du détecteur en sources AmBe et ^{252}Cf , et ceci de manière à pouvoir mener des comparaisons relatives entre cellules et avec les simulations Monte-Carlo. Nous utiliserons en illustration le jeu de données de septembre 2018 (voir section 4.1.2.3).

Source	Plan		Cube	
	$[N_{min}, N_{max}]$	$[\sigma_{min}, \sigma_{max}]$	$[N_{min}, N_{max}]$	$[\sigma_{min}, \sigma_{max}]$
AmBe	0,33 - $5,71 \times 10^6$	0,04 - 0,17 %	0,47 - $39,9 \times 10^3$	0,5 - 4,6 %
^{252}Cf	0,27 - $9,68 \times 10^6$	0,03 - 0,19 %	0,37 - $71,2 \times 10^3$	0,4 - 5,2 %

TABLEAU 4.3 – Bilan de la statistique cumulée lors de la campagne de calibration neutron de septembre 2018 : variation du nombre de neutrons reconstruits ($[N_{min}, N_{max}]$) et de l'incertitude statistique relative (\sqrt{N}) à l'échelle des plans et des cubes.

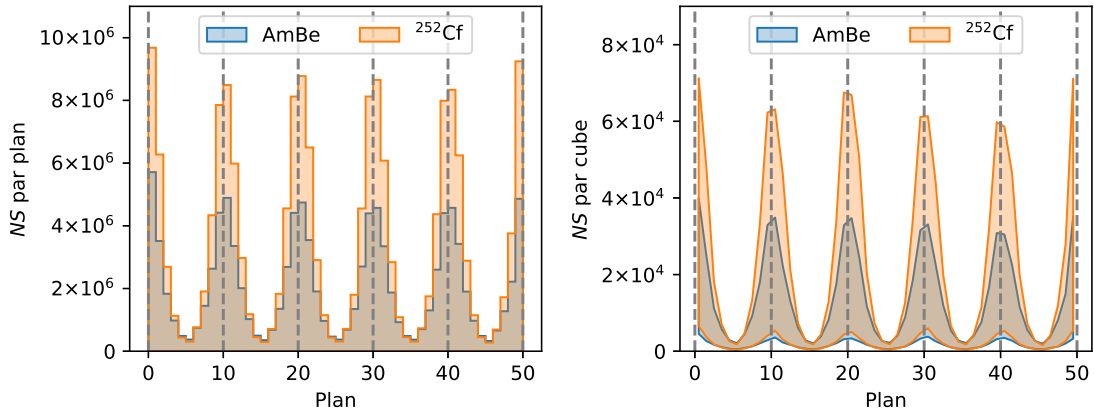


FIGURE 4.6 – Bilan de la statistique cumulée lors de la campagne de calibration neutron de septembre 2018 pour la source AmBe (bleu) et ^{252}Cf (rouge). Droite : nombre d'événements NS reconstruits par plan. Gauche : variation du nombre d'événements NS reconstruits par cube en fonction du numéro de plan.

La reconstruction des données se fait à l'échelle du cube et du plan pour chacun des points de calibration. Dans la suite, nous utiliserons les notations suivantes :

- Chaque point de calibration est numéroté selon les indices (gp), ou l'indice g correspond au numéro du gap ($1 \leq g \leq 6$) et l'indice p à l'une des neuf positions ($1 \leq p \leq 9$) prédéfinies par CROSS dans le plan (X,Y) (voir section 4.1.2). Le temps d'exposition pour chacun des points est noté $t^{m, gp}$.
- Chaque cube est numéroté selon les indices (ijk), avec i , j et k représentant respectivement les coordonnées x (colonne), y (ligne) et z le plan au sein du détecteur ($0 \leq i \leq 15$; $0 \leq j \leq 15$; $0 \leq k \leq 49$).

Le nombre de signaux NS effectivement reconstruits, noté N^m , est affecté par des effets spécifiques aux prises de données calibration, pendant lesquelles l'acquisition est soumise à des taux de comptage de plus d'un ordre de grandeur supérieur au taux nominal en mode physique. Tout d'abord, l'électronique sera affectée par le temps mort. Ensuite, la reconstruction des événements perdra en efficacité lorsqu'il s'agira de reconstruire des événements très proches en temps ($\leq 100 \mu\text{s}$) et partageant des canaux (ligne et/ou colonne). Ces effets dépendent très fortement de la position du cube au sein du détecteur. Par la

suite, ils seront corrigés de manière à reproduire la réponse du détecteur en mode physique. Le nombre total d'événements NS corrigé des effets de détecteur, noté $N^{m'}$, s'exprimera selon :

$$N_{ijk}^{m',gp} = \frac{N_{ijk}^{m,gp}}{(1 - \chi_k^{dt,gp})(1 - \chi_{ijk}^{c,g})} \quad (4.7)$$

où $\chi_k^{dt,gp}$ représente la probabilité de temps mort qui sera évaluée à l'échelle du plan pour chacun des points (gp), et $\chi_{ijk}^{c,g}$, l'inefficacité de reconstruction (clusterisation) qui sera corrigée à l'échelle du cube et intégrée sur les 9 points de calibrations d'un même gap.

Pour obtenir une statistique suffisante à l'échelle du cube, les fonctions de réponse seront reconstruites à partir de la somme pondérée des différents points de calibration, normalisés à leur temps d'exposition. En outre, de manière à diminuer la contribution du bruit de fond, nous appliquons une coupure spatiale de 5 plans de part et d'autre du gap de calibration (voir section 4.1.3.3). Ainsi pour chacun des cubes, seul le gap g qui n'est pas éloigné de plus de 5 plans est considéré, soit la condition :

$$\forall k, g = g' = E \left[\frac{k+4}{10} \right] + 1 \quad (4.8)$$

où E représente la partie entière. Ainsi, pour chaque cube, nous exprimerons le taux de comptage "moyen" NS corrigé en Hz selon :

$$\bar{R}_{ijk}^{m'} = \frac{1}{9} \sum_{p=1}^9 \frac{N_{ijk}^{m',g'p}}{t^{m',g'p}} \quad (4.9)$$

$$= \frac{1}{(1 - \chi_{ijk}^{c,g'})} \frac{1}{9} \sum_{p=1}^9 \left(\frac{R_{ijk}^{m',g'p}}{(1 - \chi_k^{dt,g'p})} \right) \quad (4.10)$$

Nous reconstruirons finalement le taux de signaux NS provenant de la source après avoir retranché la contribution du bruit de fond, R^{bdf} , qui pourra être considérée comme constante sur tous les points de calibration. Nous exprimerons le taux de signaux NS provenant de la source, moyenné sur les 9 points de calibration et corrigé des effets de détecteurs et du bruit de fond, noté \bar{R}_{ijk}^s , selon :

$$\bar{R}_{ijk}^s = \bar{R}_{ijk}^{m'} - R_{ijk}^{bdf} \quad (4.11)$$

4.1.3.1 Temps mort

Le taux de NS augmente de plus d'un d'ordre de grandeur lors des *runs* de calibration, passant de 20 Hz en mode physique à ≈ 1 kHz en mode neutron (voir figure 4.5). Pour contenir le taux de transfert de données à des niveaux inférieurs à 20 MB/s, la taille de la fenêtre de lecture associée au *trigger* NS est allégée d'un facteur 5,5 (enregistrement de 20 blocs au lieu de 110 blocs). Le *trigger* NS n'est pas propagé aux plans, ce qui permet d'obtenir un facteur 7 supplémentaire. Malgré tout, les plans les plus proches de la source peuvent être affectés par un phénomène de temps mort. Lorsque le taux de données à transférer devient trop important pour un plan, son acquisition est stoppée pendant un temps donné. Cette coupure touche dans le même temps l'intégralité de ces cubes. L'arrêt et la remise en service de l'acquisition de chacun des plans sont notifiés par des signaux FPGA. Cela nous permet de déterminer le temps effectif de prises de données

pour chacun des points de calibration. Nous pouvons exprimer le temps effectif $t^{m'}(g,p)$ selon l'expression :

$$t^{m',gp} = t^{m,gp} \left(1 - \chi_k^{dt,gp}\right) \quad (4.12)$$

L'impact de ce temps mort dépend très fortement du taux de comptage. Il sera plus important pour les plans proches des *gaps* de calibration et affectera plus particulièrement les prises de données ^{252}Cf . Cette dernière émet plusieurs neutrons à la fois avec des énergies plus faibles que l'AmBe qui sont donc capturés plus proche de la source. Ces deux effets augmentent considérablement la probabilité de saturer l'acquisition. La probabilité de temps mort fluctue selon les plans, atteignant 11 % en source ^{252}Cf et 1,6 % en source AmBe (voir Figure 4.7).

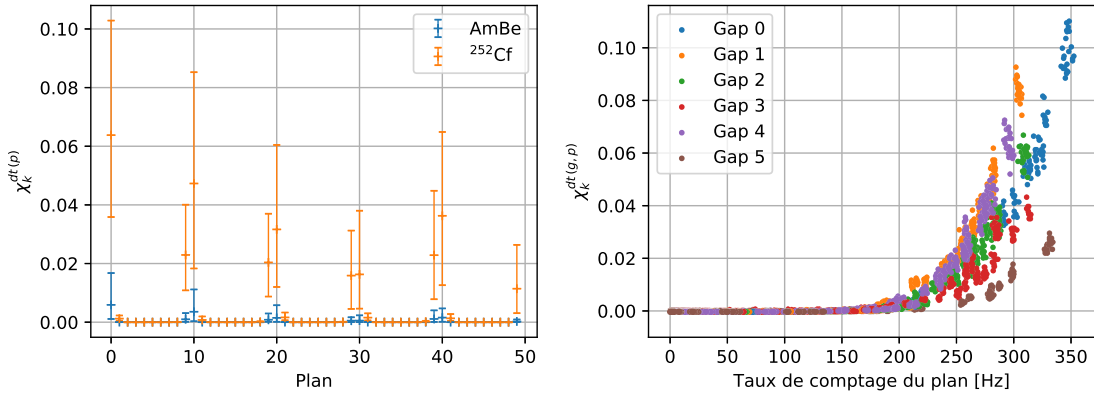


FIGURE 4.7 – Gauche : probabilité de temps mort moyennée sur l'ensemble des points de calibration $S_{g,p}$, en run de calibration AmBe et ^{252}Cf . Les barres d'incertitude représentent l'écart entre la valeur minimale et maximale observée pour les 9 points contribuant au plan. Droite : évolution du temps mort en fonction du taux de comptage en Hz. Chaque point sur la figure représente un plan pendant un *run* de 300 secondes. Chacune des 54 mesures composant un scan de calibration avec la source AmBe (^{252}Cf) est composée de 10 (resp. 12) *runs*.

4.1.3.2 Inefficacité de reconstruction NS

Lors de la procédure de clusterisation des signaux (voir chapitre 3), il est difficile de séparer des événements NS partageant des mêmes canaux et arrivant très proches en temps. Cet effet est négligeable en mode de fonctionnement physique, pour lequel le taux de signaux NS reste inférieur à 20 Hz. Cependant, il devient important en *runs* de calibration, en particulier pour les plans les plus proches du *gap* de calibration et lorsque nous utilisons la source de ^{252}Cf qui émet plusieurs neutrons par fission.

Une manière simple de quantifier cet effet est de reconstruire les coïncidences temporelles $NS-NS$ au sein d'un plan et d'en étudier la distribution Δt_{NS-NS} en distinguant les deux distributions complémentaires :

- les deux *clusters* NS ne partagent aucun canal,
- les deux *clusters* NS partagent au moins un canal.

L'inefficacité de reconstruction n'affecte que la deuxième distribution et pour des écarts en temps typiquement inférieurs à la taille d'un *cluster*, soit environ 100 μs .

La figure 4.8 représente les distributions des écarts en temps Δt_{NS-NS} obtenus en *run* de calibration AmBe. Etant donné que les neutrons produits par la source d'AmBe sont émis aléatoirement dans le temps, la distribution en Δt_{NS-NS} observée doit suivre une loi exponentielle décroissante dont la constante de décroissance est directement liée au taux de comptage du plan (coïncidence fortuite). Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.8 pour le plan 20, proche de la source, la distribution Δt_{NS-NS} obtenue pour les paires de *clusters* *NS* partageant au moins un canal subit un décrochement très net pour des Δt_{NS-NS} inférieurs à $100 \mu s$. Ce décrochement est directement imputable à l'inefficacité de reconstruction lors de la clusterisation. Pour estimer cette perte d'efficacité, nous effectuons un ajustement des distributions Δt_{NS-NS} par la fonction exponentielle décrite précédemment sur la fenêtre $[120:1000] \mu s$.

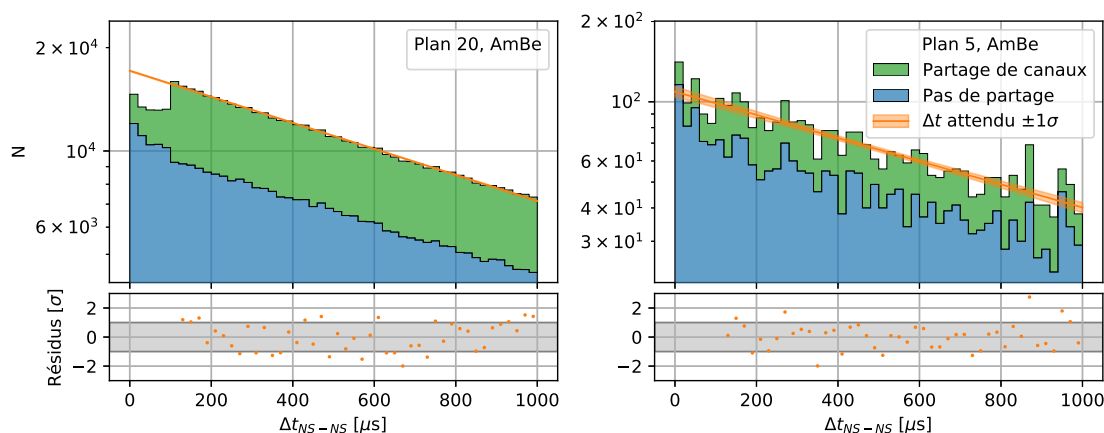


FIGURE 4.8 – Distribution des écarts en temps Δt_{NS-NS} entre événements *NS* successifs mesurée en *run* de calibration AmBe : le plan 20 (droite) est proche de la source, le plan 5 (gauche) est le plus éloigné de la source.

La figure 4.9 représente les distributions des écarts en temps Δt_{NS-NS} obtenues en *run* de calibration ^{252}Cf . À la différence de la source d'AmBe, plusieurs neutrons sont émis simultanément. Ainsi, la distribution Δt_{NS-NS} doit être ajustée par la somme de trois exponentielles décroissantes, l'une étant relative à la probabilité de coïncidence fortuite (taux de comptage), la deuxième et la troisième étant relatives au temps de thermalisation et de capture des neutrons (typiquement $70 \mu s$). Comme nous pouvons le constater sur la figure 4.9 pour le plan 20 proche de la source, la distribution Δt_{NS-NS} obtenue pour les paires de *clusters* *NS* partageant au moins un canal subit également un décrochement pour des Δt_{NS-NS} inférieurs à $100 \mu s$. De même, pour estimer cette perte d'efficacité, nous effectuons un ajustement de la distribution par la somme de trois exponentielles. Toutefois, pour le ^{252}Cf , les deux exponentielles sont difficiles à contraindre sans utiliser les premières microsecondes. L'ajustement est donc réalisé dans la fenêtre $[0:1000] \mu s$ pour le lot Δt_{NS-NS} ne partageant pas de canal, donc non affecté par le problème de clusterisation. Ensuite, nous déterminons sur la fenêtre $[400:1000] \mu s$ le facteur multiplicatif permettant d'extrapoler l'ajustement pour le lot Δt_{NS-NS} partageant au moins un canal.

Pour obtenir une statistique suffisante, l'ajustement des distributions Δt_{NS-NS} se fait à l'échelle du plan et en sommant les 9 points de calibration de chaque *gap*. Pour chacune des deux sources AmBe et ^{252}Cf , la perte d'efficacité est évaluée 100 fois en faisant varier

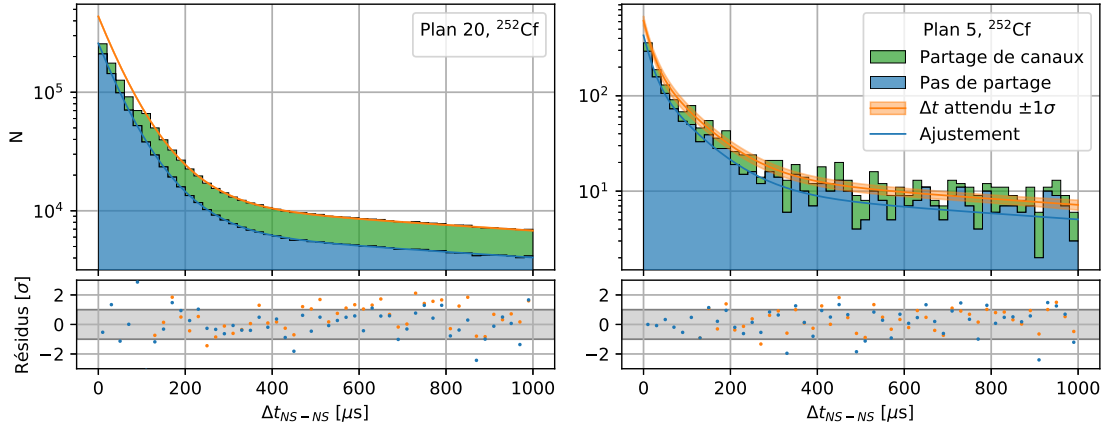


FIGURE 4.9 – Distribution des écarts en temps Δt_{NS-NS} mesurée en run de calibration ^{252}Cf : le plan 20 (gauche) est proche de la source, le plan 5 (droite) est le plus éloigné de la source.

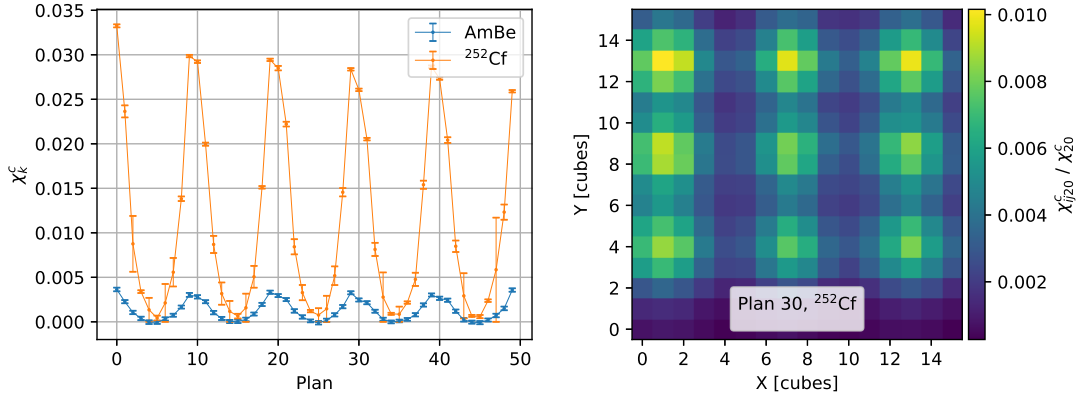


FIGURE 4.10 – Gauche : perte d'efficacité par plan pour les signaux NS ayant un $\Delta t_{NS-NS} < 100 \mu\text{s}$ et partageant au moins un canal. Droite : Exemple de distribution des événements manquants (P_{ij30}^m) dans le plan 30 pour la source de ^{252}Cf .

les paramètres des fonctions d'ajustement, selon leurs incertitudes et leurs matrices de covariance. Les moyennes de ces 100 modèles sont choisies comme valeurs de correction, et les déviations standard de l'échantillon comme les incertitudes à 1σ . Dans les faits, les deux méthodes d'ajustement nous donnent accès à un nombre de coïncidences manquantes, et donc d'événements manquants. Ce déficit, que nous nommons $N_k^{miss(g)}$, peut être relié à χ_k^c par la relation :

$$\chi_k^c = \frac{N_k^{miss(g)}}{N_k^{miss(g)} + N_k^m(g)} \quad (4.13)$$

où $N_k^m(g)$ représente le nombre total d'événements NS détectés dans le plan k . Les proportions d'événements non reconstruits par plan, noté χ_k^c , et leurs incertitudes respectives sont représentées sur la figure 4.10 pour chacun des plans et chacune des deux sources. Cette correction est inférieure à 0,5 % pour l'AmBe mais peut atteindre 3 % pour les plans les plus proches dans le cas du ^{252}Cf .

L'inefficacité de reconstruction est estimée à l'échelle du plan. Or celle-ci n'est pas répartie uniformément mais affecte principalement les cubes les plus proches de la source. Afin de reproduire cette répartition, nous calculons la contribution du cube (ijk) au nombre total de coïncidences Δt_{NS-NS} partageant au moins un canal mesuré dans le même plan k , soit :

$$\chi_{ijk}^{c,g} = \chi_k^{c,g} \times \frac{N_k^{m,g}}{N_{ijk}^{m,g}} \times \frac{N_{ijk}^{m,g} (\Delta t_{NS-NS}^{Share})}{N_k^{m,g} (\Delta t_{NS-NS}^{Share})} \quad (4.14)$$

avec $N_{ijk}^{m,g} (\Delta t_{NS-NS}^{Share})$ et $N_k^{m,g} (\Delta t_{NS-NS}^{Share})$ les nombres de coïncidence partageant au moins un canal, pour le cube (ijk) , respectivement pour le plan k . Ces derniers sont mesurés dans la fenêtre $[200:1000]\mu s$, non biaisée par la reconstruction. Un exemple de répartition au niveau du plan est présenté sur la figure 4.10.

4.1.3.3 Bruit de fond NS

En période reacteur OFF, le taux de bruit de fond NS intégré sur l'ensemble du détecteur est de l'ordre de 20 Hz. Cette contamination provient principalement des neutrons 'cosmiques' produits par spallation, d'une contamination interne des feuilles de LiF:ZnS et du Radon présent dans l'air environnant (voir chapitre 5). Ce taux doit être corrigé par cube pour lesquels nous pouvons séparer deux catégories : les cubes internes ($i, j \neq 0, 15$) et externes ($i, j = 0, 15$). Entre les premiers et les seconds, une différence de taux de comptage d'un facteur ≈ 3 est observée, pour des taux respectifs de 0,5 mHz/cube et 1,6 mHz/cube. Pour estimer au mieux la contribution du bruit de fond, nous analysons 4 jours de données "hors période de calibration", répartis de préférence en deux jours avant et deux jours après les mesures comme présenté figure 4.5 pour la campagne de septembre 2018.

La contribution du bruit de fond R_{ijk}^{bdf} sur la mesure corrigé par cube $R_{ijk}^{m'}$ reste faible en moyenne, de l'ordre de 1% pour les deux sources utilisées. Nous pouvons voir sur la figure 4.11 que la contribution au taux de comptage intégré des plans est de l'ordre de 2-4% pour les deux sources. Pour l'AmBe, la contribution du bruit de fond par cube varie de 0.04% pour les cubes les plus proches de la source, à 7,6% pour des cubes très éloignés. Pour le ^{252}Cf , cette contribution varie de 0,02% à 11,7%.

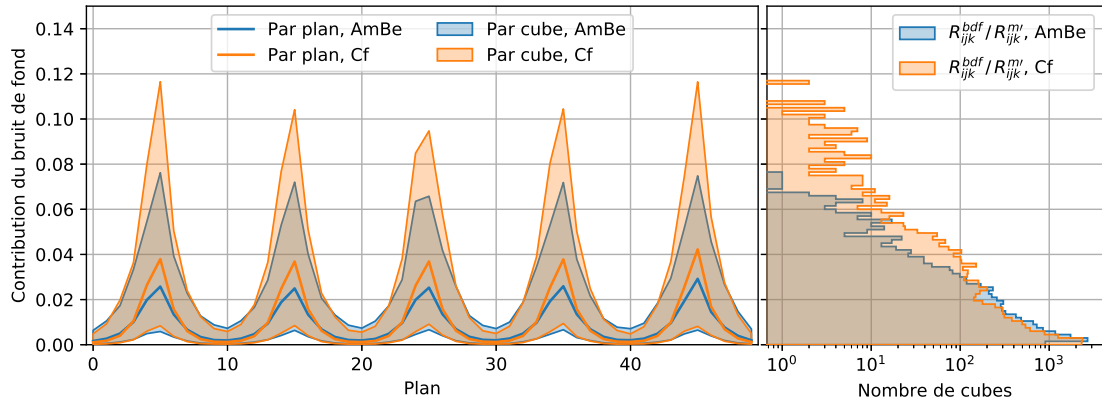


FIGURE 4.11 – Gauche : Contribution du bruit de fond au taux de comptage NS mesuré par plan en *run* de calibration AmBe et ^{252}Cf . Droite : Distribution de la contribution par cube du bruit de fond.

L'incertitude statistique sur cette mesure de bruit de fond est inférieure à 10 %, quelque soit le cube étudié dans le détecteur. Toutefois, cette correction suppose que le taux de comptage NS ne varie pas entre les deux périodes de mesures de bruit de fond et la période de calibration. Nous le verrons dans le chapitre 5, ce taux de comptage peut varier en fonction du temps pour deux raisons. Premièrement, la contribution des neutrons résultant de l'interaction du rayonnement cosmique est modifiée par la pression atmosphérique. Deuxièmement, nous observons régulièrement des excès dans le taux NS liés à des augmentations de la quantité de Rn dans l'air environnant le détecteur. Pour évaluer l'impact potentiel de ces variations, nous mesurons l'écart type du taux de comptage NS en période réacteur Off. Les excès maximaux observés sont de l'ordre de 20 %.

4.1.3.4 Fonctions de réponse corrigées

Pour chacune des deux sources, la fonction de réponse du détecteur sera formalisée sous la forme d'une matrice (C_{ijk}^s), composée des $16 \times 16 \times 50$ éléments définis selon :

$$C_{ijk}^s = \frac{\bar{R}_{ijk}^s}{\mathcal{A}_s} = \frac{\bar{R}_{ijk}^{m'} - R_{ijk}^{bdf}}{\mathcal{A}_s} \quad (4.15)$$

où \mathcal{A}_s , représente l'activité de la source exprimée en neutron/seconde. Les éléments de matrice (C_{ijk}^s) s'expriment donc en nombre de signaux NS reconstruits provenant de la source par unité de neutron source émis. Ils représentent la fonction de réponse du détecteur corrigée du bruit de fond et des effets de détecteurs (temps mort, inefficacité de reconstruction), pour une fluence neutron uniformément répartie sur les 9 points de calibration. Nous exprimerons l'incertitude-type composée des éléments de matrice selon :

$$\sigma(C_{ijk}^s) = \frac{1}{\mathcal{A}_s} \sqrt{(C_{ijk}^s)^2 \sigma^2(\mathcal{A}_s) + \sigma^2(\bar{R}_{ijk}^{m'}) + \sigma^2(R_{ijk}^{bdf})} \quad (4.16)$$

avec

$$\sigma(\bar{R}_{ijk}^{m'}) = \sqrt{(\bar{R}_{ijk}^{m'})^2 \left(\frac{\sigma(\chi_{ijk}^{c, g'})}{1 - \chi_{ijk}^{c, g'}} \right)^2 + \frac{1}{81(1 - \chi_{ijk}^{c, g'})^2} \sum_{p=1}^9 \left(\left(\frac{\sigma(R_{ijk}^{m, g'p})}{1 - \chi_k^{dt, g'p}} \right)^2 + \left(\frac{R_{ijk}^{m, g'p}}{1 - \chi_k^{dt, g'p}} \right)^2 \left(\frac{\sigma(\chi_k^{dt, g'p})}{1 - \chi_k^{dt, g'p}} \right)^2 \right)} \quad (4.17)$$

La fonctions de réponses par plan C_k^s ; ainsi que le taux de comptage par plan \bar{R}_k^s , sont obtenus en sommant les 256 cubes (i, j) composant chaque plan :

$$\bar{R}_k^s = \sum_{i,j} \bar{R}_{ijk}^s \quad (4.18)$$

$$C_k^s = \sum_{i,j} C_{ijk}^s \quad (4.19)$$

Nous ne pouvons pas trivialement propager l'incertitude $\sigma(C_k^s)$ comme la somme quadratique des termes $\sigma(C_{ijk}^s)$. En effet, les termes d'incertitude $\sigma(\chi_k^c)$ et $\sigma(\chi_k^{dt})$ sont corrélés pour l'ensemble des cubes formant le plan. Afin de s'affranchir de cette problématique, les incertitudes par plan sont déterminées grâce à une méthode Monte-Carlo. Les réponses par plan peuvent être exprimées comme une fonction dépendant du nombre de NS par cube $N_{ijk}^{m, gp}$ pour les 54 points de calibration et des facteurs de corrections $\sigma(\chi_k^c)$ et $\sigma(\chi_k^{dt})$,

auxquels s'ajoute l'incertitude sur le taux de comptage du bruit de fond et l'incertitude sur l'activité de la source. Afin de propager leurs incertitudes, nous faisons varier ces paramètres et déterminons la fonction de réponse qui nous intéresse. L'incertitude à 1σ est déterminée comme la déviation standard des fonctions de réponses obtenues sur un grand nombre d'itérations.

L'incertitude sur le taux de comptage par cube $N_{ijk}^{m,gp}$ est d'origine purement statistique. Nous tirons aléatoirement le taux de comptage de chaque cube (ijk) pour chaque point de mesure (g,p) selon une loi de Poisson de valeur moyenne $N_{ijk}^{m,gp}$. A chaque itération, nous générons donc une matrice $(6, 9, 50, 16, 16)$.

En ce qui concerne l'incertitude sur la correction du temps mort $\sigma(\chi_k^{dt(g,p)})$ et au vu des effets discutés dans la partie 4.1.3.1, nous considérons une incertitude conservatrice de 10 % à 1σ . A chaque itération, nous générons aléatoirement une matrice, de taille $(6, 9, 50)$, suivant une loi normale de valeur moyenne $\chi_k^{dt(g,p)}$ et de $\sigma = 0,1 \times \chi_k^{dt(g,p)}$.

L'incertitude sur la correction de l'inefficacité de reconstruction est elle aussi générée selon l'incertitude associée à la méthode d'évaluation, sur une loi normale de valeur moyenne χ_k^c et de dispersion $\sigma = \sigma(\chi_k^c)$.

L'incertitude sur le taux de comptage du bruit de fond NS est en premier lieu statistique. A cela s'ajoute les variations globales du taux de comptage NS que nous discutons en section 4.1.3.3. Ce dernier effet provoque des augmentations uniformes du taux de comptage pouvant atteindre 20 %. Pour représenter ces deux termes, nous générons en premier lieu le taux de comptage par cube, basé sur une loi de Poisson de valeur moyenne N_{ijk}^{bdf} . Le résultat de cette première étape est ensuite multiplié par un facteur constant pour l'ensemble des cubes du détecteur, compris entre 1 et 1,2 et distribué selon une répartition uniforme.

Enfin, les activités des sources nous ont été fournies par NPL, avec une incertitude associée à 1σ . Nous générons donc une activité selon une loi normale pour chaque itération.

Les incertitudes par plan présentées dans la suite du manuscrit sont générées suivant cette méthode avec 1000 itérations pour chaque source. Pour la propagation des fonctions de réponses à l'échelle du module, que nous nommerons C_m^s , nous pouvons considérer les plans comme indépendants :

$$C_m^s = \sum_{k=1}^{10} C_k^s \quad (4.20)$$

$$\sigma(C_m^s) = \sqrt{\sum_{k=1}^{10} \sigma^2(C_k^s)} \quad (4.21)$$

Les fonctions de réponse sont représentées en figure 4.12 pour l'AmBe et le ^{252}Cf . Les incertitudes sont dominées par l'activité des sources $\mathcal{A}_{(AmBe)} = 1789$ (35) neutron/s et $\mathcal{A}_{(252Cf)} = 2463$ (22) neutron/s. Les différences entre les deux fonctions de réponse proviennent de la différence en énergie du flux de neutron émis par les deux sources. Les neutrons issus de l'AmBe, plus énergétiques, ont un pouvoir de pénétration supérieur à ceux du ^{252}Cf et ont donc une probabilité plus grande d'atteindre les plans du centre des

modules. A l'inverse, les neutrons du ^{252}Cf ont une probabilité supérieure d'interagir dans les premiers plans, plus proches de la source. Nous pouvons noter que les 5 premiers et 5 derniers plans du détecteur ont une réponse différente de celle des autres plans. Les extrémités du détecteur étant blindées par 9 cm de HDPE, les neutrons émis dans les *gaps* 1 et 6 se propagent donc dans un environnement où la quantité d'absorbant, le ^6Li , est inférieure à celle des autres *gaps*. Cet effet est particulièrement important pour les premier et dernier plans, où la proximité directe avec un grand volume d'hydrogène induit un flux thermique supérieur.

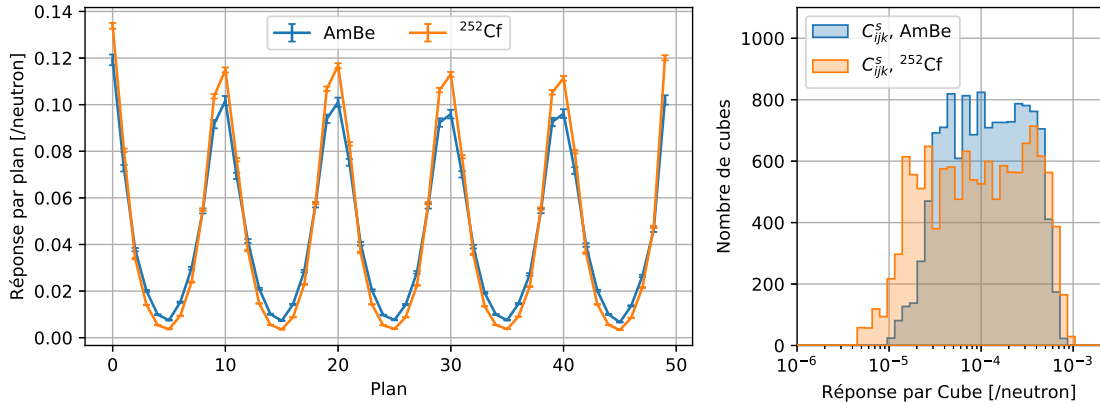


FIGURE 4.12 – Gauche : fonction de réponse par plan C_k^s pour les deux sources de calibration neutron. Droite : distribution de la fonction de réponse par cube C_{ijk}^s .

Efficacité relative

La fonction de réponse obtenue précédemment représente l'efficacité de détection pour des neutrons d'une source X, placée à une position Y. Afin d'obtenir notre efficacité de reconstruction, nous devons déconvoluer cette réponse de la probabilité de capture associée à la source utilisée. Dans un premier temps, nous allons déterminer l'efficacité de capture relative ϵ_{capt}^{rel} en utilisant la moyenne de la fonction de réponse sur le détecteur. Ainsi, pour chaque plan k , nous comparons sa réponse à la réponse moyenne des plans ayant la même position dans chacun des 5 modules. Nous nous affranchissons ainsi des effets liés au transport des neutrons. Les plans extrêmes ayant un comportement différent, nous utilisons uniquement les plans 5 à 44 pour calculer la moyenne de chaque plan, qui sera dès lors basée sur 4 valeurs par plan. L'incertitude sur cette efficacité relative sera déterminée par la méthode Monte-Carlo décrite précédemment. En suivant la même approche, nous pouvons aussi déterminer l'efficacité relative par cube, en comparant la réponse de chacun des cubes d'un module avec ses 3(4) autres partenaires.

La figure 4.13 montre les efficacités relatives ainsi mesurées, ainsi que le rapport entre les deux sources. Nous pouvons remarquer qu'à l'exception des plans situés aux extrémités, aucun plan ne dévie à plus de 10 % de la moyenne du détecteur. Cette mesure est en accord avec celle réalisée avec CALIPSO lors de la construction du détecteur (voir chapitre 2). Le rapport entre les deux sources indique un très bon accord de l'efficacité mesurée. Cette dernière varie de 0,85 à 1,20 par plan, avec une dispersion standard de 5 %. Nous pouvons aussi observer une évolution de ce rapport, semblant diminuer quand le numéro de plan augmente. Cet effet est en réalité corrélé à la taille des *gaps*. Afin de le corriger,

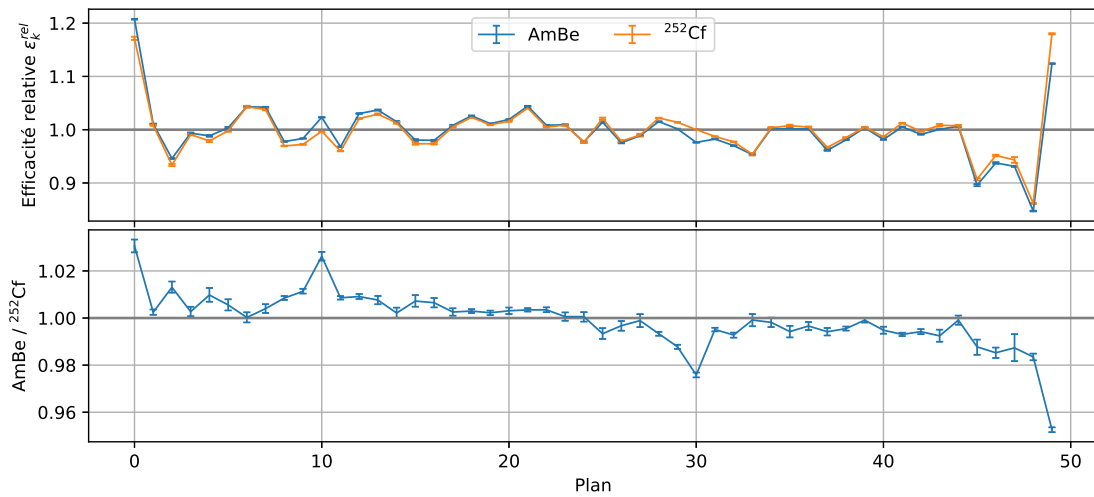


FIGURE 4.13 – Haut : évolution de l’efficacité de reconstruction relative pour les deux sources utilisées. Bas : rapport entre les efficacités mesurées avec les deux sources.

nous allons avoir recours à notre simulation Monte-Carlo.

De même, la distribution de cette efficacité par cube est présentée sur la figure 4.14. Nous observons ici aussi un très bon accord entre les deux sources. Il est intéressant de noter que l’incertitude par cube n’excède pas 6 %, malgré le nombre très important de cellules à calibrer. Le rapport des deux sources est très bon, correspondant à une déviation standard de 5 %, dominée par les fluctuations liées au taux de comptage.

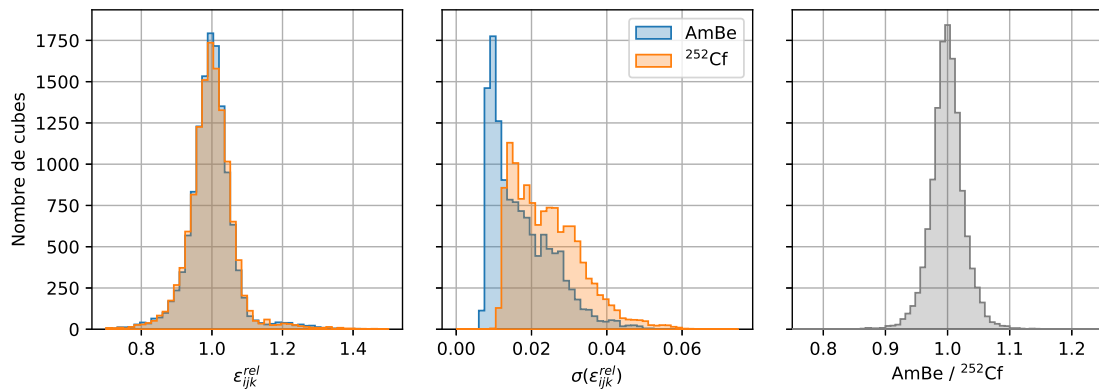


FIGURE 4.14 – Gauche : distribution de l’efficacité de capture par cube ϵ_{ijk}^{rel} . Centre : distribution de l’incertitude sur l’efficacité de capture par cube $\sigma(\epsilon_{ijk}^{rel})$. Droite : distribution du rapport de l’efficacité de capture par cube pour les deux sources.

4.1.4 Modélisation Monte-Carlo

Le recours aux simulations Monte-Carlo est obligatoire pour déterminer l'efficacité de capture absolue pour les neutrons émis par les sources de calibration. Nous souhaitons déterminer cette dernière avec une incertitude inférieure à 5 %, de façon à pouvoir extrapoler l'efficacité de détection mesurée avec des neutrons de plusieurs MeV à celle attendue pour des neutrons de l'ordre de la dizaine keV comme ceux émis lors de l'IBD. Les simulations Monte-Carlo sont aussi nécessaires pour corriger l'efficacité relative mesurée précédemment des différences de largeurs de *gaps* entre les modules.

Typiquement, l'échantillon de données Monte-Carlo est construit par la simulation de $n_{MC} = 4 \times 10^6$ neutrons émis à chaque point de calibration. Comme nous le verrons dans la partie suivante, nous allons utiliser le Monte-Carlo de deux façons différentes.

Détermination de l'efficacité de capture

Dans un premier temps, nous allons utiliser le Monte-Carlo pour estimer directement l'efficacité de capture attendue pour chacune des sources. Nous devons construire la fonction de réponse attendue comme ce fut le cas pour les données. La simulation n'étant pas influencée par les effets de reconstructions (temps mort, clusterisation), cette fonction sera beaucoup plus simple à obtenir. Nous définissons $N_{ijk}^{MC(g,p)}$ comme le nombre de neutron interagissant dans le cube (ijk) pour une source simulée dans le *gap* g au point p , pour laquelle nous avons généré $N_{tot}^{MC(g,p)}$ neutrons au total. Ainsi, nous pouvons définir la fonction de réponse de ce point $C_{ijk}^{MC(g,p)}$ comme étant :

$$C_{ijk}^{MC(g,p)} = \frac{N_{ijk}^{MC(g,p)}}{N_{tot}^{MC(g,p)}} \quad (4.22)$$

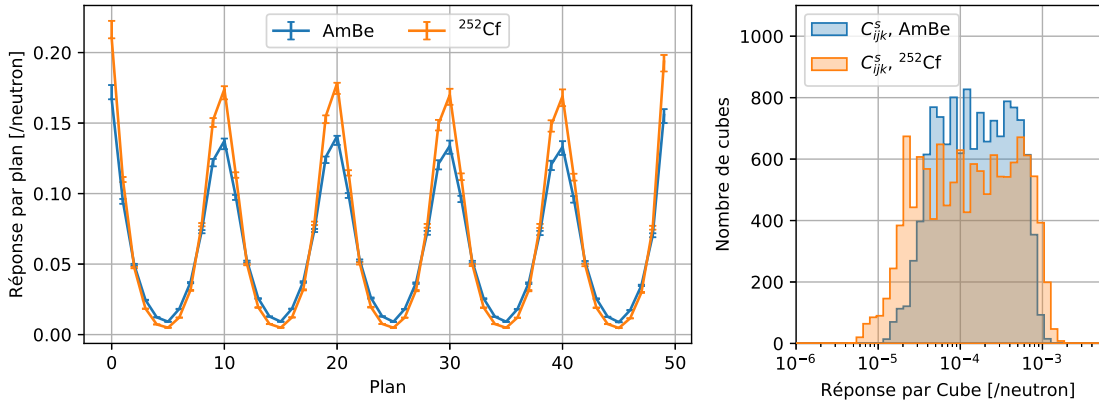


FIGURE 4.15 – Gauche : Fonction de réponse par plan C_k^{MC} obtenue par la simulation SoLidSim. Le jeu de données utilisé correspond à 4 millions de neutrons émis à chacun des 54 points de calibration. Droite : Fonction de réponse par cube C_{ijk}^s .

Pour obtenir la fonction de réponse sur l'intégralité du détecteur, nous moyennons la réponse sur les 9 points à l'intérieur du *gap*. Pour chaque *gap*, uniquement les plans situés à une distance de plan de la source sont ajoutés. Nous obtenons ainsi la fonction de réponse totale :

$$C_{ijk}^{MC} = \frac{1}{9} \sum_{(g,p)} C_{ijk}^{MC(g,p)} \quad (4.23)$$

L'incertitude provient de l'incertitude sur le nombre de coup pour chaque cube, et peut être propagée comme :

$$\sigma(C_{ijk}^{MC(g,p)}) = C_{ijk}^{MC(g,p)} \frac{\sigma(N_{ijk}^{MC(g,p)})}{N_{ijk}^{MC(g,p)}} \quad (4.24)$$

$$\sigma(C_{ijk}^{MC}) = \frac{1}{9} \sqrt{\sum_{(g,p)} \sigma^2(C_{ijk}^{MC(g,p)})} \quad (4.25)$$

La fonction de réponse ainsi calculée est présentée sur la figure 4.15. Son allure est semblable à celle calculée à partir des données. La comparaison des deux nous donnera accès à l'efficacité absolue comme nous le montrerons dans la partie 4.1.4.2.

Correction relative de la taille des gaps

Nous utilisons aussi les simulations Monte-Carlo pour corriger la fonction de réponse moyenne permettant d'obtenir l'efficacité de reconstruction relative comme présentée section 4.1.6. Comme nous avons pu le voir, les variations de la fonction de réponse observée semble imputable à la différence de largeur des *gaps* de calibration. Afin d'améliorer la qualité du résultat pour l'efficacité relative, nous allons déterminer un facteur correctif par cube permettant de corriger cet effet.

Pour se faire, nous considérons trois types de *gaps* différents. En premier lieu, nous avons les *gaps* où les plans sont entourés de plans de détections des deux côtés. C'est le cas des *gaps* 2, 3, 4 et 5. Ces quatre *gaps* permettent la calibration des plans 5 à 44. Les deux autres types de *gaps* représentent les extrémités du détecteur, soit les deux cas où le *gap* est entouré d'un module et d'une plaque de blindage en HDPE. Nous devons séparer les deux extrémités car la position des feuilles de LiF:ZnS n'est pas symétrique selon Z. Dans le *gap* 1, les feuilles font directement face à la source. Dans le *gap* 6, ce sont les cubes de PVT qui font face à la source.

Pour chacune de ces configurations, nous simulons les 9 points de calibration pour des tailles de *gaps* différentes avec les deux sources. En plus des tailles estimées pour chaque *gap*, nous ajoutons les deux valeurs extrêmes (voir partie 4.1.4.1). La fonction de réponse moyenne obtenue dans la partie 4.1.4 correspond à la taille de *gap* moyenne observée sur les 4 modules utilisés pour la calculer, et donc à un *gap* de 20,25 mm. Le facteur de correction est obtenu comme le rapport des échantillons MC à la taille de *gap* estimée avec les résultats pour la taille de *gap* moyenne.

$$f_{ijk}^{gap}(d_{gap}) = \frac{C_{ijk}^{MC}(d_{gap})}{C_{ijk}^{MC}(< d_{gap} >)} - 1 \quad (4.26)$$

4.1.4.1 Systématiques liées au Monte-Carlo

Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux erreurs systématiques induites par l'utilisation des simulations Monte-Carlo. Une partie de ces incertitudes proviennent de la fidélité de notre modèle GEANT4, que ce soit en terme de géométrie ou en terme de composition des matériaux. Cette dernière est directement reliée à la précision avec laquelle

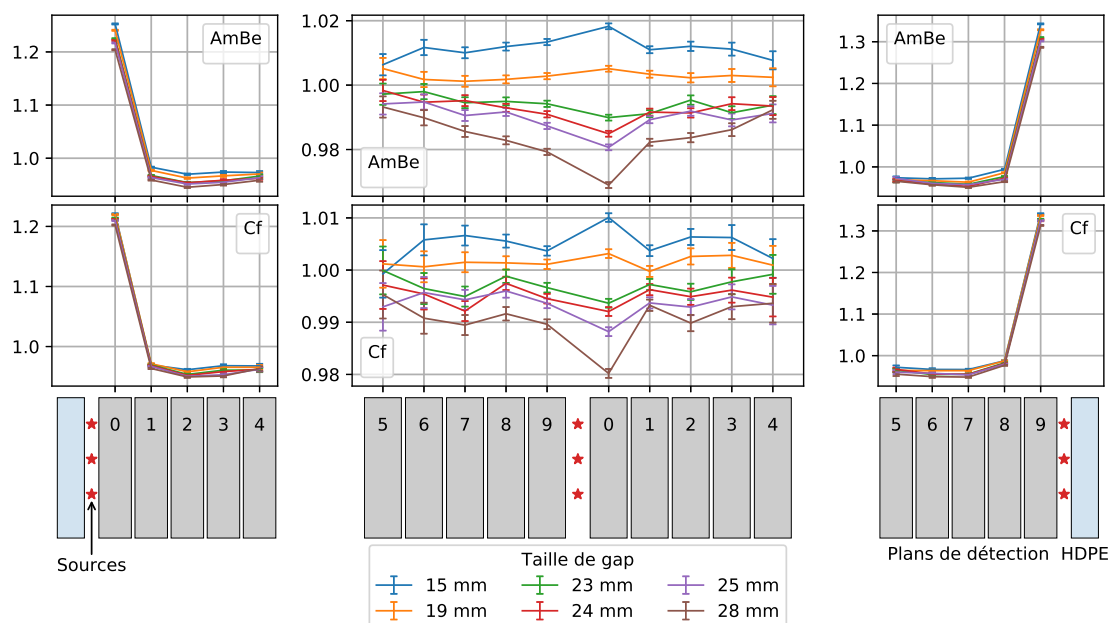


FIGURE 4.16 – Correction par cube moyennée au niveau du plan. Gauche : cas des 5 premiers plans du détecteur. Centre : cas des *gaps* entourés de modules de détecteur. Droite : cas des plans les plus éloignés du réacteur.

nous pouvons mesurer les grandeurs pertinentes dans la réalité. La seconde partie provient des incertitudes induites par la propagation des neutrons dans le détecteur. Cette incertitude découle de la connaissance des sections efficaces d'intérêt, ainsi que de la façon dont ces dernières sont utilisées pour simuler la physique prenant place dans le détecteur. Après une courte présentation des sources d'incertitude identifiées, nous détaillerons les méthodes utilisées pour les évaluer.

Incertitudes sur la taille des *gaps* de calibration

En raison de contraintes mécaniques, les plans situés aux extrémités des modules ne sont pas parfaitement plats. Ainsi, par rapport au cadre en aluminium, le milieu du plan est situé à quelques millimètres vers l'extérieur du module, comme il est montré sur le schéma figure 4.17. Cet effet, mesuré comme pouvant atteindre 8 mm, n'est pas actuellement maîtrisé. De ce fait, la distance entre les premiers cubes et la source n'est pas connue avec précision. Dans la simulation, cette déformation n'est pas prise en compte.

L'espace entre les cadres en aluminium est mesuré par CROSS à chaque calibration, de façon à s'assurer que nous avons l'espace nécessaire pour descendre dans le *gap* avec la source. Nous prendrons cette valeur comme largeur de *gap* maximale. Nous savons aussi que le support de source emporté par CROSS mesure 15 mm d'épaisseur. Si nous avons pu amener une source au point de calibration, c'est donc que la largeur du *gap* est supérieure à cette valeur.

Nous avons estimé qu'en moyenne, la perte de largeur induite par les contraintes mécaniques est de l'ordre de 12 mm. Pour les deux *gaps* extrêmes, où la source est insérée entre un module et du PE, non soumis à ces contraintes, cette valeur est considérée comme étant 6 mm, soit la moitié du cas précédent. Les valeurs utilisées sont résumées dans le

tableau figure 4.17.

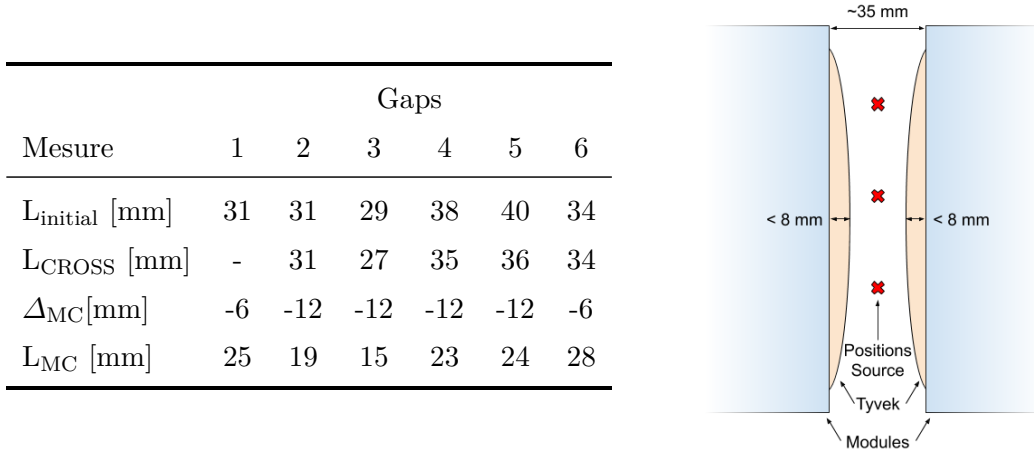


FIGURE 4.17 – Gauche : largeurs des *gaps* de calibration. L_{initial} correspond aux valeurs mesurées lors de l’installation du détecteur. L_{CROSS} sont les valeurs mesurées par CROSS lors de la campagne de calibration de septembre 2018. Δ_{MC} correspond à l’écart pris en compte dans le Monte-Carlo par rapport aux mesures de CROSS. Ce dernier ne peut pas mesurer la dimension du *gap 1*, nous prenons donc la valeur L_{initial} pour ce *gap*. Droite : Schéma de deux modules montrant la nature de la déformation mécanique observée. L’effet est volontairement exagéré sur le schéma.

Incertitudes sur la quantité de Lithium et de PVT

La masse de LiF:ZnS et de PVT dans la simulation est contrainte par la pesée des feuilles et des cubes effectuée lors de la construction du détecteur, avec une précision de l’ordre du pourcent. Le constructeur du LiF:ZnS admet une incertitude sur la quantité de l’isotope ${}^6\text{Li}$ de l’ordre des 10 %. Nous estimons donc connaître notre quantité de PVT et de LiF:ZnS à 1 %, et la quantité totale de ${}^6\text{Li}$ avec une précision de 10 %. Dans les faits, les interactions dans le LiF:ZnS induites par des neutrons étant très largement dominées par la capture sur le ${}^6\text{Li}$, nous considérons qu’une incertitude de 10 % sur la quantité de cette isotope est équivalente à une incertitude de 10 % sur la quantité totale de LiF:ZnS.

La quantité de PVT va directement influencer sur le flux thermique disponible dans le détecteur, ainsi que la probabilité d’observer une capture sur l’hydrogène. La quantité de LiF:ZnS va influencer sur la probabilité de capture sur le ${}^6\text{Li}$. Nous considérons que ce problème peut être simplifié par l’étude du rapport des deux isotopes. Pour estimer notre incertitude, nous allons donc étudier deux scénarios extrêmes pour des rapports de masse entre le PVT et le LiF:ZnS de 99%/110 % et 101%/90 %.

4.1.4.2 Evaluation des systématiques provenant du Monte-Carlo pour la calibration absolue

Pour effectuer la mesure de l’efficacité de reconstruction absolue, nous allons comparer la fonction de réponse obtenue lors de la calibration avec la fonction de réponse issue du Monte-Carlo, représentant l’efficacité de capture. Pour chacune des sources d’incertitude listées précédemment, nous allons générer deux échantillons Monte-Carlo représentant les cas extrêmes. Afin de propager ces incertitudes en utilisant une méthode Monte-Carlo, nous devons définir une distribution de probabilité associée à chacune des sources de systématique. Nous choisissons une distribution uniforme, centrée sur la valeur admise.

Prenons le *gap* 2 à titre d'exemple. Ce dernier est estimé comme mesurant $L_{MC} = 19$ mm. Nous allons le faire varier entre $L_{min} = 15$ mm, la largeur du support source, et $L_{CROSS} = 31$ mm qui correspond à la mesure réalisée entre les cadres en aluminium. La distribution de probabilité de cette variation est composée de deux parties uniformes, ajustées pour conserver 50 % de probabilité de chaque côté de la valeur L_{MC} . La largeur de *gap* tirée aléatoirement permet alors de faire une interpolation linéaire entre les échantillons Monte-Carlo, permettant ainsi d'estimer la variation de l'efficacité de capture en fonction de la taille du *gap*.

Nous procédons de cette façon pour les deux sources de systématiques liées à la modélisation du détecteur, nous permettant ainsi de les propager sur l'efficacité absolue. Il faut noter que les distributions que nous obtiendrons grâce à l'estimation Monte-Carlo des incertitudes ne seront pas normales et symétriques, notamment en raison des incertitudes asymétriques sur la taille des *gaps*. Les incertitudes à 1σ sont alors estimées en intégrant 68 % des modèles au dessus et en dessous de la valeur mesurée.

4.1.4.3 Évaluation des systématiques provenant du Monte-Carlo pour la calibration relative

L'utilisation du Monte-Carlo pour la mesure de l'efficacité relative est contenue dans la correction de la taille des *gaps*. Comme pour dans le cas de l'efficacité absolue, l'incertitude systématique sur ce facteur découle du degré de précision avec lequel nous connaissons le rapport de modération, c'est-à-dire le rapport entre les quantités de PVT et de LiF:ZnS, ainsi que de notre connaissance de la taille des *gaps*. Afin de propager ces méconnaissances dans notre modèle d'incertitude Monte-Carlo, nous devons paramétriser ces variations.

Pour déterminer l'impact du rapport de modération, nous avons effectué des simulations avec les deux rapports extrêmes pour 5 dimensions de *gaps* différentes. Les résultats de ces simulations sont présentés sur la figure 4.18 en prenant pour exemple le plan 4. L'évolution du taux de capture en fonction de la taille du *gap* peut être ajusté par un polynôme d'ordre 1, que ce soit pour le Monte-Carlo de référence ou pour les deux rapports de modérations extrêmes. Pour chaque plan, nous obtenons alors 3 jeux de paramètres pour l'ajustement $ax + b$ correspondant à des rapports de PVT/LiF:ZnS de 101 %/90 %, 100 %/100 % et 99 %/110 %.

Pour propager les incertitudes, nous commençons par tirer aléatoirement un rapport de modération situé entre les deux valeurs extrêmes. Comme précédemment, nous considérons une distribution uniforme où 50 % de la probabilité est située de chaque côté de la valeur de référence. Ce rapport de modération permet alors de déterminer par interpolation le jeu de paramètres a et b représentant la configuration choisie. Ce jeu est utilisé pour l'ensemble du détecteur, la méconnaissance sur le rapport de modération étant considérée comme homogène. Nous générons ensuite une taille aléatoire pour chaque *gap*, suivant là aussi une distribution uniforme centrée. Nous pouvons dès lors calculer le facteur correctif grâce aux paramètres a et b obtenus plus tôt. Pour chaque *gap*, la variation liée aux systématiques est déterminée comme la correction obtenue divisée par la correction pour les valeurs de référence. Ce facteur est ensuite appliqué à l'ensemble du plan.

L'effet combiné de ces variations systématiques est relativement grand, pouvant atteindre 5-6 %. Cependant, la correction appliquée sur les données lors de la calibration relative reste faible, ce qui limite grandement l'impact de cette systématique.

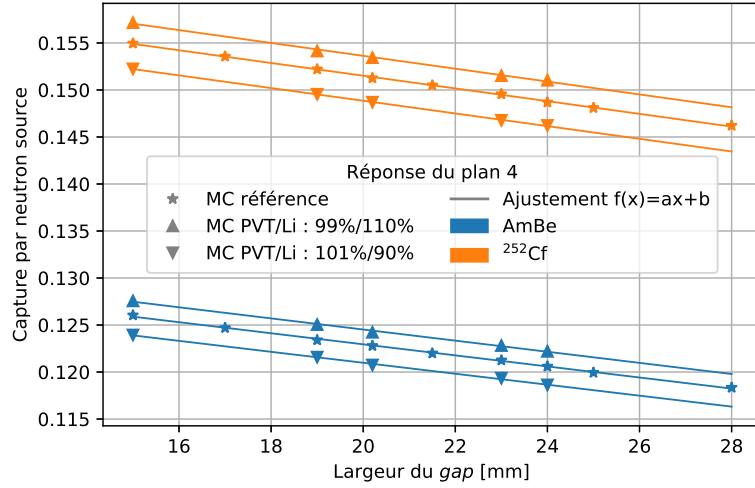


FIGURE 4.18 – Evolution du taux de capture dans les simulations pour le plan 4 (le plus proche de la source dans la direction -Z) en fonction de la taille du *gap*. Les résultats sont présentés pour les deux sources et les trois rapports de modération étudiés. Les 6 configurations sont ajustées par un polynôme d'ordre 1.

4.1.5 Efficacité de reconstruction absolue

L'efficacité de reconstruction absolue $\epsilon_{ijk}^{reco(abs)}$ est obtenue en faisant le rapport de la fonction de réponse du détecteur C_{ijk}^s (figure 4.12) et de la fonction de réponse Monte-Carlo C_{ijk}^{MC} (figure 4.15) représentant l'efficacité de capture. La distribution de l'efficacité par cube est présentée sur la figure 4.19. Les incertitudes systématiques liées au Monte-Carlo ne sont pas présentées sur cette figure. Obtenir ces dernières par cube avec une incertitude raisonnable demanderait une production d'événements Monte-Carlo de plus d'un ordre de grandeur supérieur. Cependant, la mesure de l'efficacité de reconstruction doit se faire par cube pour s'affranchir de la forme du flux de neutron. Ainsi faisant, l'efficacité de détection pour les neutrons de l'IBD est obtenue grâce à la relation :

$$\epsilon_{ijk}^{IBD(abs)} = \epsilon_{ijk}^{reco(abs)} \times \epsilon_{ijk}^{capt(IBD)} \quad (4.27)$$

où $\epsilon_{ijk}^{capt(IBD)}$ est l'efficacité de capture des neutrons de l'IBD, obtenue par simulation MC.

En réalité, il est plus pratique de manipuler cette efficacité à l'échelle du plan. En nous plaçant dans l'hypothèse d'un flux homogène sur l'ensemble du plan, l'efficacité par plan $\epsilon_k^{reco(abs)}$ est obtenue en faisant la moyenne de l'efficacité de reconstruction des 256 cubes composant le plan. La figure 4.20 présente $\epsilon_k^{reco(abs)}$ pour l'AmBe et le ²⁵²Cf. Malgré un très bon accord relatif, nous observons une tension systématique entre les deux sources. Il faut noter que les incertitudes sur l'efficacité moyenne du détecteur sont dominées par les incertitudes sur l'activité des sources et sur la modélisation Monte-Carlo. Ces dernières ne suffisent cependant pas à expliquer l'écart relatif de 7% entre les deux sources.

Les incertitudes sur le rapport des deux sources sont faibles comparées aux incertitudes sur les efficacités individuelles. En effet, les incertitudes systématiques entre les deux sources sont très fortement corrélées, le rapport de modération et la taille des gaps étant les mêmes. Au vu de la stabilité du rapport entre les deux sources, il semble peu probable que la différence de normalisation soit induite uniquement par une mauvaise re-

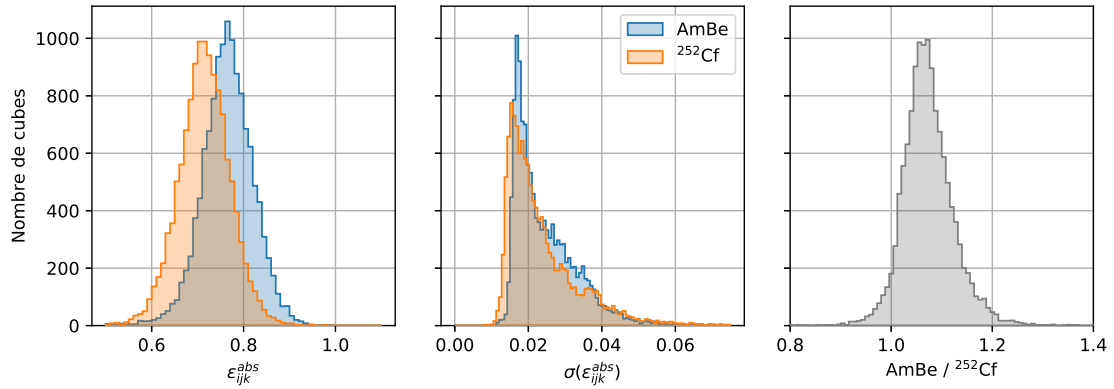


FIGURE 4.19 – Gauche : distribution de l’efficacité de reconstruction absolue par cube $\epsilon_{ijk}^{reco(abs)}$. Centre : distribution de l’incertitude $\sigma(\epsilon_{ijk}^{reco(abs)})$. La valeur basse de de cette incertitude est contrainte par l’incertitude sur l’activité des sources. Droite : Rapport des efficacités par cube mesurées pour les deux sources.

présentation du détecteur. Il pourrait être intéressant de vérifier les activités des sources afin de s’assurer de la validité des informations fournies par NPL. Toujours en observant le rapport des deux sources, nous pouvons observer une structure périodique à l’échelle du module indiquant des efficacités supérieures pour les deux plans les plus proches des sources, ainsi qu’au centre des modules. Il est difficile de savoir si cet effet est réel, par exemple induit par la déformation des plans plus prononcée au bord des modules, ou si c’est un effet provoqué par une mauvaise représentation dans la simulation Monte-Carlo. Un effet lié à la collection de lumière par exemple devrait impacter les deux sources équitablement. Or, la structure périodique ne disparaît pas complètement sur le rapport d’efficacité des deux sources, renforçant les méfiances à l’égard de l’efficacité de capture obtenue via le Monte-Carlo.

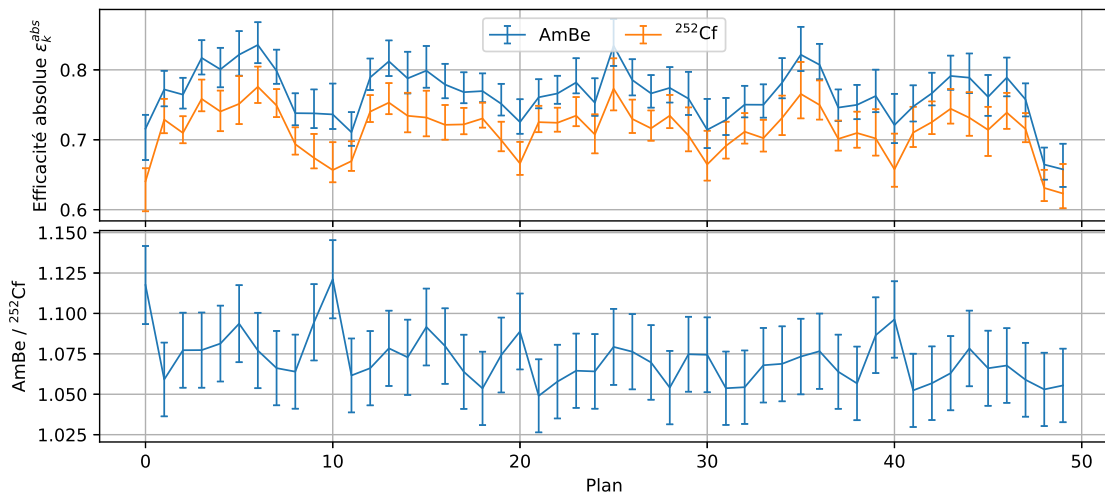


FIGURE 4.20 – Haut : efficacité de reconstruction absolue par plan $\epsilon_k^{reco(abs)}$. Bas : rapport des efficacités de reconstruction des deux sources.

La figure 4.21 présente le résultat des 1000 itérations de la propagation Monte-Carlo des incertitudes, ainsi que les valeurs d'efficacité et d'incertitude à 1σ obtenues pour les deux sources. La tension entre les deux sources est bien visible, avec des efficacités moyennes sur l'ensemble du détecteur égales à $\epsilon_{AmBe}^{reco(abs)} \approx 76,5_{-1,6}^{+2,3}\%$ et $\epsilon_{^{252}Cf}^{reco(abs)} \approx 71,4_{-1,3}^{+2,1}\%$. Il est difficile de conclure sur cet effet sans passer par une nouvelle mesure de l'activité des sources afin de vérifier celles fournies par NPL. Dans le même temps, il est raisonnable de considérer la valeur moyenne des deux sources, et d'ajouter la moitié de l'écart relatif des sources aux incertitudes mesurées : $\epsilon_{AmBe+Cf}^{reco(abs)} \approx 73,9_{-3,3}^{+4,0}\%$. En considérant une efficacité de capture moyenne de $\epsilon_{nIBD}^{capt} = 71\%$, l'efficacité de détection des neutrons de l'IBD est alors $\epsilon_{nIBD}^{det} \approx 52\%$.

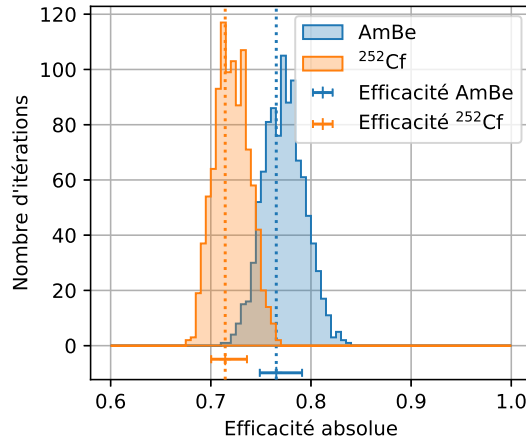


FIGURE 4.21 – Distribution des efficacités obtenues après 1000 itérations du modèle d'incertitude Monte-Carlo. Les deux incertitudes ainsi que leurs incertitudes sont représentées en bas de la figure.

4.1.6 Efficacité de reconstruction relative

L'efficacité de reconstruction relative $\epsilon_{ijk}^{reco(rel)}$ est obtenue en faisant le rapport entre la fonction de réponse du détecteur C_{ijk}^s et la fonction de réponse moyenne obtenue sur les 40 plans centraux du détecteur. Nous avons détaillé une première approche uniquement basée sur les données dans la partie 4.1.4. Nous introduisons dans cette partie l'application des corrections basées sur le Monte-Carlo, permettant de corriger la fonction de réponse des différents cubes en fonction des largeurs de *gaps* mesurées. Ici aussi, nous calculons cette efficacité par cube, puis nous la propageons par plan, afin de s'affranchir de la forme du flux. L'efficacité relative par cube corrigée de la largeur des *gaps* est présentée sur la figure 4.22. De la même manière que pour l'efficacité absolue, l'efficacité par cube ne prend pas en compte les incertitudes systématiques sur le MC. En comparant à la distribution de l'efficacité non corrigée (figure 4.14), nous observons une diminution de la population de cubes à haute efficacité relative. Ces derniers étaient concentrés dans les plans extrêmes, les plus impactés par la correction effectuée. Nous pouvons aussi noter que l'incertitude par cube a grandement augmentée du fait du manque de statistiques du MC ayant servi à calculer le facteur de correction pour les cubes les plus éloignés de la source. L'accord entre les deux sources est toujours bon, avec une déviation standard de 4,8% pour les 12800 cubes.

La figure 4.23 présente la moyenne de l'efficacité par plan, nommée $\epsilon_k^{reco(rel)}$. Comme

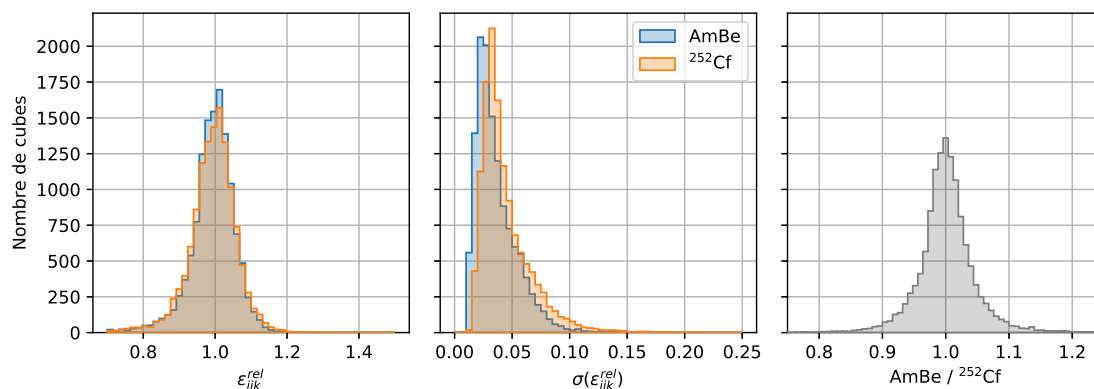


FIGURE 4.22 – Gauche : distribution des efficacités relatives par cube. Centre : distribution des incertitudes associées. Droite : distribution du rapport par cube entre les deux sources.

nous l'avons vu pour la distribution par cube, l'effet des corrections est spécialement important pour les plans extrêmes, où nous corrigeons à la fois la taille du *gap* et l'absence de module d'un côté de la source. Les deux sources affichent un meilleur accord, avec une dispersion standard du rapport des deux efficacités passant de 1,1 % à 0,8 %.

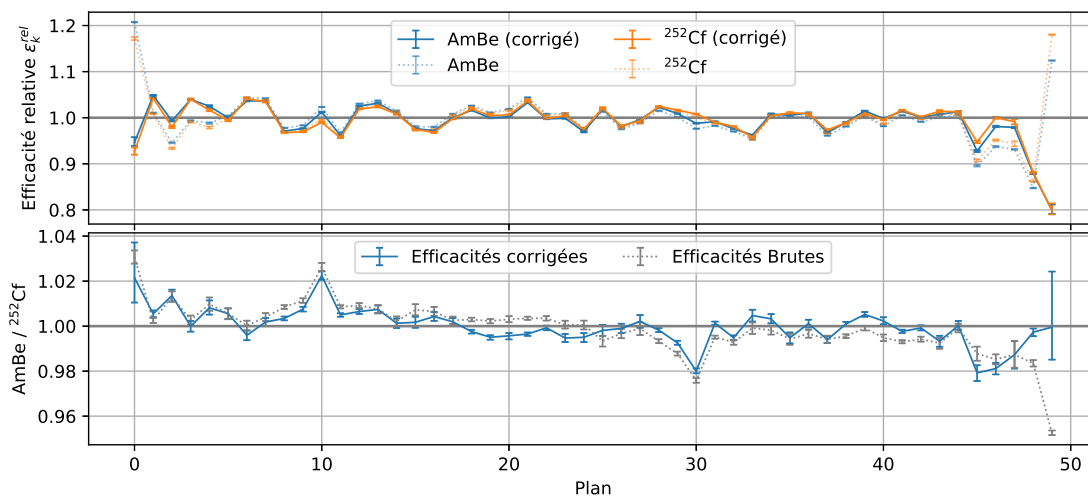


FIGURE 4.23 – Haut : efficacité relative par plan, avant et après correction de la taille des *gaps*. Bas : rapport entre les deux sources, avant et après correction.

Cependant, cette efficacité relative permet de comparer chaque plan Z d'un module donné avec la moyenne des plans Z sur l'ensemble des modules. Il n'est donc pas possible de comparer des résultats entre plans ayant des positions différentes. Pour pouvoir utiliser cette efficacité lors d'une analyse de physique, nous utilisons la moyenne de l'efficacité par plan au niveau du module, segmentant ainsi le détecteur en 5 parties équivalentes. Cette représentation sera présentée dans la suite pour comparer les résultats des deux méthodes utilisées pour évaluer l'efficacité.

4.1.6.1 Conclusion

Afin de comparer l'efficacité absolue et relative obtenue dans ce manuscrit, la seule échelle pertinente est celle du module. Afin de s'affranchir du décalage systématique entre les deux sources pour l'efficacité absolue, nous exprimons l'efficacité absolue relativement à sa valeur moyenne. Cette dernière doit exclure les plans extrêmes du détecteur pour se placer dans les mêmes conditions que l'efficacité relative. La comparaison est présentée sur la figure 4.24. En renormalisant à l'efficacité moyenne, la contribution de l'activité de la source à l'incertitude s'annule. L'efficacité est alors dominée par les systématiques induites par l'utilisation du Monte-Carlo. Nous observons un bon accord entre les deux sources et les deux méthodes utilisées, même si les efficacités relatives obtenues avec des sources différentes ne sont pas en accord à 1σ . L'écart entre ces deux mesures est la plus grande pour les modules extrêmes où il atteint 0,7%. Ce résultat indique qu'une source d'erreurs systématiques n'est pas prise en compte dans notre approche. Il est possible que la reconstruction des données soit influencée par des effets fins. Nous pouvons par exemple citer les possibles variations de la ligne de base, de l'ordre de quelques ADC, qui pourraient venir modifier l'efficacité du *trigger* en fonction du taux de comptage en mode de calibration. Les systématiques étudiées pour le Monte-Carlo se focalisent sur les erreurs que nous pourrions faire sur la représentation du détecteur. Cependant, les modèles de transport utilisés ne sont pas parfaits. Il serait intéressant d'effectuer une comparaison avec un autre code de transport, comme MNCP, afin de déterminer une systématique sur ces effets. Récemment, de nouvelles évaluations des bases de données nucléaires ont été publiées. Ces sections efficaces servant de base aux codes Monte-Carlo, il serait aussi intéressant de mesurer l'impact des potentiels changements. Quoiqu'il en soit, la dispersion des résultats pour les modules centraux reste inférieur à 1%. Les modules extrêmes eux sont compatibles à 1,5%. Dans l'ensemble, les résultats actuels sont amplement suffisants pour réaliser une étude d'oscillation comme le prévoit l'expérience SoLid.

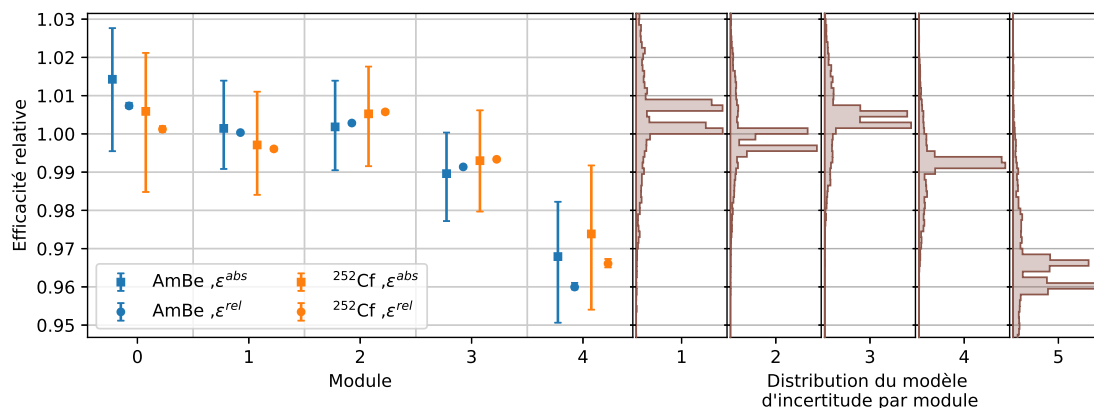


FIGURE 4.24 – Gauche : résumé des efficacités par modules obtenues avec les différentes sources et méthodes. Droite : Distribution des efficacités obtenues par le modèle de propagation d'incertitude Monte-Carlo.

La figure 4.25 explore plusieurs explications possibles pour les différences d'efficacité plan à plan observées. L'évolution de l'efficacité en fonction du nombre de canaux masqués¹ montre que les deux plans les moins efficaces sont aussi ceux ayant le moins de canaux

¹Nous avons été obligé de masquer 35 canaux sur les 3200 du détecteurs. Ces derniers présentent un taux de bruit de fond trop important pour y utiliser le trigger.

activés. Il est raisonnable de considérer que l'efficacité du *trigger NS* diminue avec le nombre de canaux pouvant recevoir du signal.

L'efficacité relative par plan peut aussi être comparée à la masse relative de LiF:ZnS. La corrélation entre ces deux paramètres est de 0.3 et 0.2 pour respectivement l'AmBe et ^{252}Cf ². L'observation de cet effet fin montre une bonne sensibilité à de possibles variations plan à plan.

Nous pouvons enfin étudier l'efficacité par lot de LiF:ZnS. Comme nous l'abordions dans le chapitre 2, le détecteur est composé sur sa couche extérieure de feuilles de scintillateurs neutron commandées initialement pour le démonstrateur SM1 (lot 0). L'intérieur du volume est composé d'un scintillateur plus récent (lot 1), cette fois-ci déposé sur une couche de plastique. Nous n'observons pas de différence significative entre ces deux lots. Il faut cependant prendre en compte que les cubes du lot 0 sont sur la couche extérieure du détecteur. Ces derniers étant plus proches des MPPCs, ils affichent une plus grande collection de lumière. Le lot 2 correspond aux scintillateurs reçus à la fin 2017 pour remplacer celui possédant un mauvais dopage. Ce dernier est en moyenne 13 % moins efficace que les deux autres lots. Notons que l'intégralité de ces cubes est située dans le plan 45, et que cette mesure souffre potentiellement d'un biais lié à la position des cubes relativement à la source.

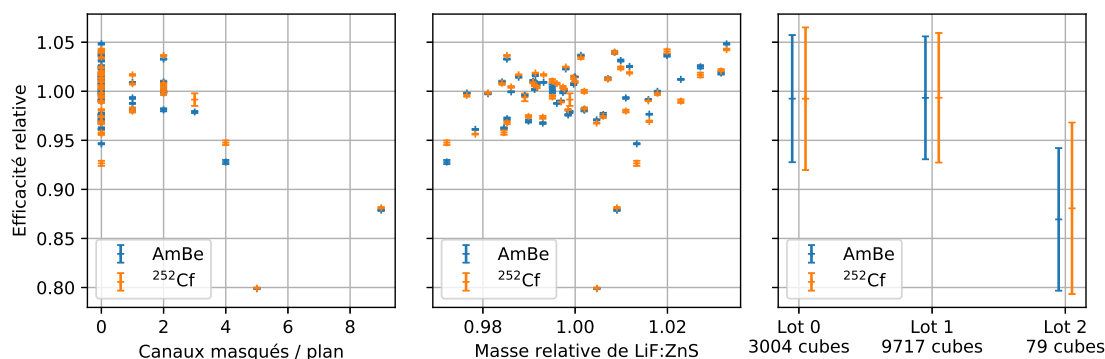


FIGURE 4.25 – Gauche : efficacité par plan en fonction du nombre de canaux masqués dans le plan. Centre : efficacité relative en fonction de la masse relative de LiF:ZnS. Cette masse est obtenue en sommant les informations de la base de données de construction, et en comparant chaque plan à la moyenne des 5 plans dans la même position au sein d'un module (même approche que l'efficacité relative). Droite : efficacité relative moyenne par lot de LiF:ZnS. Les barres d'incertitudes représentent la dispersion standard dans l'échantillon.

4.2 Calibration *ES*

La calibration de la réponse en énergie du détecteur, appelée calibration *ES*, est réalisée environ tous les mois à l'aide de la source de ^{22}Na . En complément, d'autres sources sont utilisées pour vérifier la linéarité de la réponse sur une gamme d'énergie plus large.

Cette procédure, à l'instar de la calibration *NS*, est réalisée à l'aide du robot de calibration CROSS. Les mesures sont ici aussi réalisées à 54 points de calibration, répartis dans les 6 *gaps* de calibration. Les positions à l'intérieur de ces *gaps* sont légèrement dif-

²Ces mesures de corrélation sont effectuées en excluant les plans ayant 4 canaux ou plus sont masqués.

férentes³ de celles utilisées pour la calibration neutron, comme présenté sur la figure 4.4. Une mesure avec le ^{22}Na dure typiquement 24 heures. Seul le déclenchement à seuil du détecteur est activé, avec un seuil à 7,5 PA ($\approx 300\text{ keV}$) en coïncidence sur deux canaux du même plan.

Avant de détailler les méthodes utilisées pour évaluer la collection de lumière, nous allons présenter les sources les plus communément utilisées par la collaboration.

4.2.1 Sources de calibration *ES*

La collaboration dispose de trois sources de calibration *ES*, dont les caractéristiques sont reportées dans le tableau 4.4. Les sources de ^{22}Na et de ^{207}Bi permettent une très bonne couverture jusqu'à 2 MeV. Le ^{22}Na a l'avantage, en tant qu'émetteur bêta+, de produire deux gammas d'annihilation. Ces derniers, à travers leur coïncidence temporelle, permettent d'aisément reconstruire le faible dépôt d'énergie associé. C'est pour cette raison que cette source a été utilisée lors de la construction avec CALIPSO, et aussi lors des campagnes de calibration mensuelle.

En plus de ces sources à basse énergie, nous utilisons les gammas de 4,4 MeV émis par la source d'AmBe pour obtenir un point de calibration plus haut en énergie. Notons que nous devons réaliser des prises de données dédiées pour ces gammas, l'activation du *trigger* à seuil n'étant pas compatible avec les taux de comptages du *trigger NS* lorsqu'une source neutron est insérée dans le détecteur.

Source	Énergie [MeV]	Activité [Bq]	$T_{1/2}$ [années]	Multiplicité	Processus
^{22}Na	0.511	37.10^3	2.6	2	Annihilation ^+e
	1.274			1	Désexcitation ^{22}Ne
^{207}Bi	1.063	37.10^3	31.55	1	Désexcitation ^{207}Pb
	1.770				
AmBe	4.4	≈ 1050	432.2	1	Désexcitation ^{12}C

TABLEAU 4.4 – Tableau récapitulatif des différentes sources de calibration *ES* disponibles.

4.2.2 Approche

Pour présenter la méthodologie de cette calibration, nous utiliserons les données obtenues avec la source ^{22}Na à titre d'exemple. En raison du faible volume des cellules de détection faites d'éléments légers, il est très peu probable de voir un gamma déposer toute son énergie dans un seul cube. Ainsi, la calibration de la réponse en énergie s'effectue grâce à la mesure de la position du front Compton.

Deux approches sont utilisées pour réaliser cette mesure. Elles seront détaillées dans les parties suivantes.

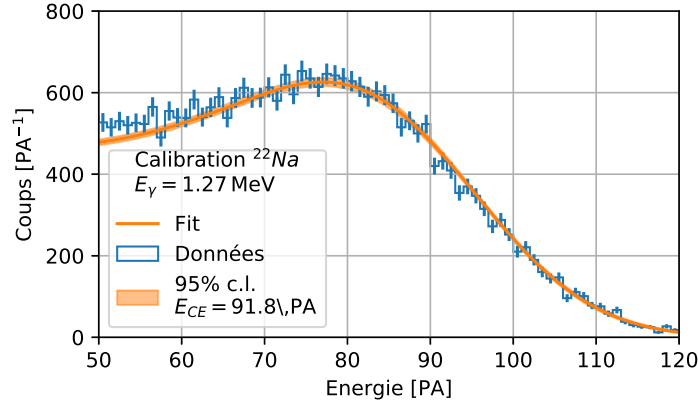


FIGURE 4.26 – Exemple de calibration utilisant l’ajustement d’une fonction de dépôt d’énergie convoluée avec une résolution en énergie sur les données mesurées.

4.2.2.1 Ajustement analytique du front Compton

En assumant qu’un gamma aux énergies qui nous intéressent pour la calibration n’interagit qu’une seule fois par cube, et qu’il ne dépose jamais toute son énergie, la distribution d’énergie déposée suit la section efficace de Klein-Nishina :

$$\frac{d\sigma_c}{dT} = \frac{\pi r_e^2}{m_e c^2 \alpha^2} \left(2 + \left(\frac{T}{E_0 - T} \right)^2 \left(\frac{1}{\alpha^2} + \frac{E_0 - T}{E_0} - \frac{2}{\alpha} \left(\frac{E_0 - T}{T} \right) \right) \right) \quad (4.28)$$

où T est l’énergie cinétique de l’électron mis en mouvement, $\alpha = E_0/m_e c^2$ et E_0 l’énergie initiale du photon. Cette formule décrit très bien la forme attendue pour des dépôts Compton. L’objectif est ici d’ajuster la position de ce front Compton sur les données afin de déterminer la relation entre le nombre de photons mesurés et la quantité d’énergie déposée dans le scintillateur plastique.

En considérant l’angle de diffusion maximale, 180° , nous pouvons définir l’énergie maximale transférée à un électron :

$$E_{CE} = E_T(max) = E_0 \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{2E_0}{m_e c^2}} \right) \quad (4.29)$$

où m_e représente l’énergie de l’électron. Pour des photons de 511 keV et 1270 keV, les énergies maximales déposées seront respectivement de 341 keV et 1057 keV.

Pour pouvoir faire le lien entre l’énergie déposée dans le cube et la quantité de lumière détectée dans un cube, il faut prendre en compte la résolution en énergie du détecteur. Dans notre cas, nous convoluons l’énergie déposée selon 4.28 par une gaussienne représentant le terme stochastique de notre résolution :

$$f(x) = \int_0^{E_{CE}} \frac{d\sigma_c}{dT}(T) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0\sqrt{T}} e^{-0.5 \frac{(x-T)^2}{\sigma_0^2 T}} dx \quad (4.30)$$

Nous normalisons la fonction afin d’obtenir la distribution de probabilité :

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = \int_0^{E_{CE}} \frac{d\sigma_c}{dT} dT \quad (4.31)$$

³Cette différence provient du fait que deux équipes différentes ont optimisé les procédures de calibration en parallèle.

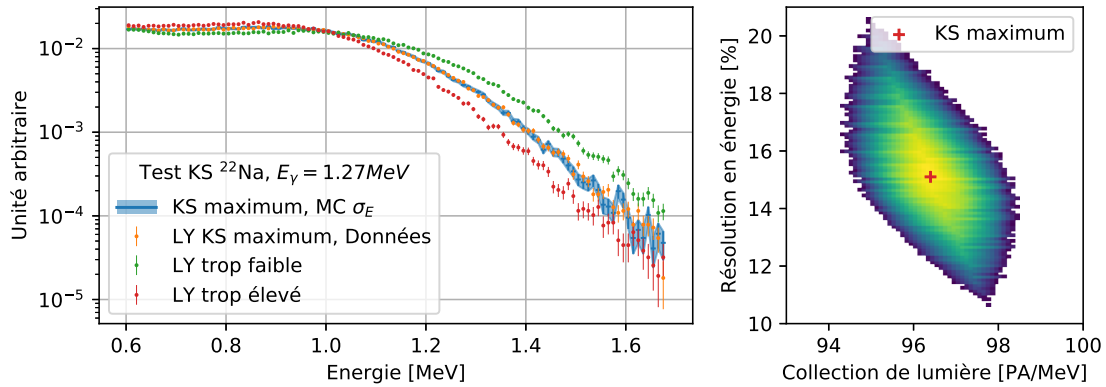


FIGURE 4.27 – Exemple de calibration effectuée en utilisant la méthode comparant Monte-Carlo et données à l’aide d’un test de Kolmogorov-Smirnov (KS). Gauche : Le contour représente l’allure du spectre MC pour la résolution en énergie renvoyant le meilleur test KS. Les trois distributions de points en vert et rouge représentent respectivement l’allure des données pour une collection de lumière trop faible et trop importante. Les points oranges représentent l’allure des données pour le meilleur résultat de test KS. Droite : surface représentant l’évolution du résultat du test KS en fonction de la résolution en énergie et de la collection de lumière. La valeur maximale correspond au meilleur test.

où E_{CE} est l’énergie du front Compton, et σ_0 la résolution en énergie du détecteur à 1 MeV. Un exemple de cette méthode pour un cube est présenté sur la figure 4.26.

Cette méthode peut être confrontée à des données produites en utilisant notre chaîne de simulation SoLidSim + ROsim. Dans le cas des photons de 1.27 MeV, cette méthode sur-estime en moyenne la collection de lumière de 3.5%. Dans cette approche, nous ne prenons pas en compte les diffusions multiples au sein du même cube, ce qui conduit à des cas où l’énergie totale déposée est supérieure à l’énergie E_{CE} .

4.2.2.2 Comparaison des données et du Monte-Carlo

Une autre approche consiste à produire les distributions d’énergies déposées grâce à la simulation Monte-Carlo. Ces distributions d’énergies peuvent être générées pour tous les cubes, pour chaque position de la source. D’un côté, nous convoluons le spectre simulé par différentes résolutions en énergie, allant de 5% à 20%. Les spectres mesurés avec le détecteur sont convertis en énergie en utilisant des collections de lumière allant de 50 PA/MeV à 120 PA/MeV. Les deux jeux de données ainsi construits sont ensuite comparés en utilisant un test de Kolmogorov-Smirnov afin de déterminer le meilleur accord. Cette méthode permet à la fois de déterminer la résolution en énergie et la collection de lumière du détecteur. Un exemple pour un cube est présenté sur la figure 4.27.

La précision de la méthode peut être estimée en examinant pour quelles valeurs de résolution en énergie et pour quelle collection de lumière le test renvoie une valeur non nulle.

4.2.3 Résultats

Afin de réaliser la calibration mensuelle du détecteur, nous avons choisi la méthode utilisant la comparaison du MC et des données. En plus de prendre en compte toute la complexité des interactions possibles, l’utilisation du test Kolmogorov-Smirnov, et particulièrement

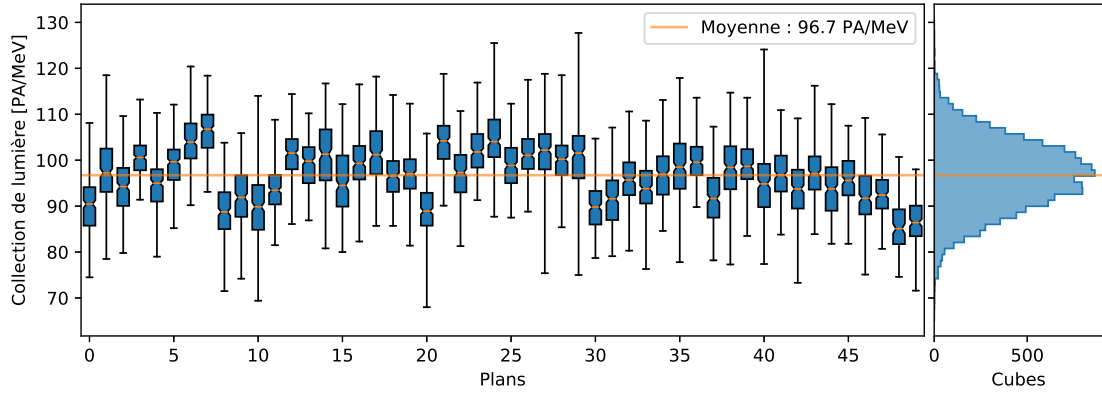


FIGURE 4.28 – Distribution de la collection de lumière mesurée avec le ^{22}Na pour les 50 plans du détecteur. Les boîtes représentent 50 % des cubes, séparées par un trait orange représentant la moyenne du plan. Les crochets partant de la boîte représentant l'écart avec les valeurs extrêmes. Les données proviennent de la campagne de calibration de septembre 2018. Environ 4 % des cubes, n'ayant que 3 fibres fonctionnelles, ne sont pas calibrés par cette méthode et sont donc exclus de cette figure.

la dispersion du score, nous permet d'évaluer facilement les systématiques relatives à la méthode utilisée.

La figure 4.28 présente les résultats complets de la campagne de calibration de septembre 2018. En moyenne, la collection du détecteur est de 96.7 PA/MeV. Cette valeur n'est pas corrigée du *cross-talk*, qui a une probabilité moyenne de $P_{\text{crossstalk}} \approx 20\%$. Ainsi, la collection de lumière corrigée est environ égale à $LY = 81$ PA/MeV. La composante stochastique de notre résolution en énergie, c'est à dire la fluctuation statistique sur le nombre de photons détectés, est exprimée comme :

$$\sigma_E^{\text{stoc}}(E) = \sqrt{\frac{LY}{1 + P_{\text{crossstalk}}} \times E} \quad (4.32)$$

Pour 1 MeV, nous attendons donc une résolution stochastique de l'ordre de 11-12 %.

4.2.4 Linéarité de la réponse en énergie

Une des caractéristiques importantes des plastiques scintillants solides est leur bonne linéarité de réponse en énergie dans la gamme 0 MeV-10 MeV. Afin de vérifier cette propriété, nous avons réalisé des mesures à différentes énergies. Les résultats de cette étude sont présentés sur la figure 4.29.

4.2.5 Utilisation des muons pour la calibration *ES*

De part l'énergie importante des muons traversant notre détecteur, ces derniers sont considérés comme étant à leur potentiel d'ionisation minimum. Nous pouvons donc considérer que le dépôt d'énergie linéique est constant, égal à environ 2 MeV/cm. En reconstruisant les traces laissées par les muons dans le détecteur, il est possible de déterminer la distance parcourue par un muon dans chaque cube. Le produit du dépôt d'énergie linéique avec la longueur du parcours du muon dans le cube nous permet ainsi d'obtenir la quantité d'énergie déposée dans le cube.

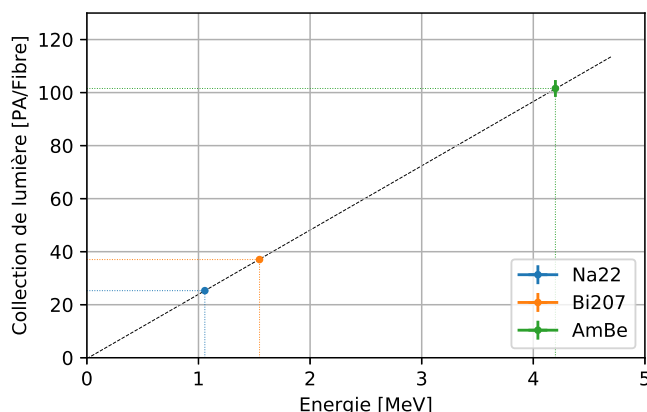


FIGURE 4.29 – Evolution de la collection de lumière en fonction de l'énergie des gammas utilisés. L'ajustement linéaire montre une très bonne linéarité de réponse.

En comparant cette valeur à la lumière détectée lors du passage de la particule, il est possible de mesurer la collection de lumière quotidiennement par une méthode alternative à l'utilisation de sources radioactives.

4.3 Conclusion

La calibration d'un détecteur aussi segmenté que SoLid, avec ses 12800 cubes et 3200 canaux, représente un réel défi. Afin d'y répondre, la collaboration a développé dans un premier temps un robot de calibration, CROSS, permettant d'assurer une couverture complète du détecteur avec des sources radioactives. La conception de ce dernier a beaucoup profité des retours d'expériences de la campagne de vérification de la construction assurée avec CALIPSO (voir chapitre 2).

La calibration neutron d'un détecteur, même ayant une faible segmentation, reste une affaire délicate. D'une part, il est extrêmement difficile d'obtenir une source de calibration où l'activité et le spectre en énergie sont bien connus. D'autre part, au vu de la complexité du transport des neutrons dans la matière, la calibration doit presque toujours reposer sur l'utilisation de simulation Monte-Carlo. Or, comme nous l'avons vu, ces dernières souffrent de deux biais importants. D'une part, plus le détecteur est complexe, plus il sera difficile de le simuler fidèlement. D'autre part, la simulation du transport des neutrons repose sur l'utilisation de sections efficaces estimées expérimentalement, parfois même extrapolées théoriquement. Les bases de données nucléaires regroupant ces résultats sont encore très incomplètes, et ce constat est encore plus vrai à basse énergie pour les neutrons thermiques, où les mesures sont extrêmement complexes.

Malgré cette réalité, l'utilisation de plusieurs sources couplée à deux méthodes utilisant différemment le Monte-Carlo permet d'atteindre un bon niveau de confiance dans la calibration neutron réalisée pour l'expérience SoLid. Avec une précision en relatif de l'ordre du pourcent par module, et une efficacité absolue estimée à moins de 5 %, nous atteignons les objectifs nécessaires pour atteindre une bonne sensibilité. L'efficacité absolue de plus de 70 % dépasse les objectifs initiaux de la collaboration, permettant ainsi d'atteindre une efficacité de détection absolue aux neutrons de l'IBD supérieure à 50 %.

En plus des objectifs de l'expérience, le travail réalisé pour évaluer notre compréhens-

sion de la physique du neutron dans le détecteur peut être approfondi, notamment en explorant la modélisation du transport du détecteur à l'aide de différents codes Monte-Carlo. Du point de vue de la précision, les expériences neutrinos réacteurs seront de plus impactés par ces sources de systématiques, qui doivent plus que jamais être maîtrisées.

La calibration ES est de première importance pour la recherche d'une oscillation en L/E . Ce paramètre influence directement et fortement la sensibilité finale de l'expérience à de potentielles oscillations. Ce processus, toujours en développement afin d'atteindre la meilleure connaissance possible du détecteur, montre d'ors et déjà une collection de lumière suffisante pour atteindre une résolution en énergie inférieure à 14 % à 1 MeV. Les développements actuels se focalisent sur l'amélioration de la reconstruction des muons, ce qui permettra d'améliorer la connaissance de la résolution à des énergies supérieures à 6 MeV.

Chapitre 5

Analyse neutrino "préliminaire"

Ce chapitre s'intéresse à l'analyse des données de "physique" de l'expérience SoLid. À l'instar des autres expériences neutrinos réacteur à très courte distance, la principale difficulté réside dans la séparation du bruit de fond du signal IBD d'intérêt. Pour cette première analyse, nous utiliserons des coupures brutes sur les données (énergie, topologie, coïncidence temporelle, PSD ...). Chacune de ces coupures permet de diminuer la contribution du bruit de fond mais a également un impact significatif sur le signal. Il s'agira donc de trouver le meilleur compromis permettant d'obtenir une efficacité de détection IBD et un rapport S/B les plus élevés possibles.

Nous allons d'abord décrire les propriétés attendues pour les événements IBD en se basant sur l'étude des simulations Monte-Carlo. Ce sera l'occasion de définir les variables les plus utiles pour la sélection des événements. Nous aborderons ensuite les deux sources de bruit de fond corrélées (en temps et en espace) les plus importantes : les événements issus de la radioactivité naturelle et ceux induits par les neutrons rapides produits par le rayonnement cosmique.

Nous utiliserons en illustration la prise de données réalisée entre le 9 juin et le 18 août 2018. Cette période comprend le cycle réacteur ON (03/2018) d'une durée de 22 jours et pour lequel le réacteur est opéré à une puissance $P_{th} = 60$ MW, ainsi que 34 jours de période réacteur OFF.

5.1 Signatures IBD

Cette première partie présente la signature des événements IBD au sein du détecteur. Au fur et à mesure que nous définirons ces variables, nous dessinerons le portrait type des coïncidences attendues pour l'interaction d'un neutrino via l'IBD. Pour ce faire, nous nous basons sur des simulations complètes du cycle 03/2018. La répartition spatiale des fissions, produite par les équipes de BR2, est ensuite intégrée dans le logiciel SoLo, et permet de propager les neutrinos dans le détecteur. Les dépôts d'énergies simulés avec le logiciel GEANT4 sont ensuite propagés dans SoLidSim. Les résultats de cette dernière étape sont ensuite processés par la chaîne ROsim, nous permettant finalement d'émuler la répartition des photons jusqu'au MPPCs ainsi que le fonctionnement de l'électronique. Nous obtenons ainsi un jeu de données simulés dans le même format que les données réelles (cf. section 2.4).

L'IBD se caractérise par la coïncidence d'un événement *ES* prompt et d'un événement *NS* retardé. La première étape de notre analyse est donc d'associer des paires d'événements

ES-NS. Cette étape de reconstruction, réalisée à la fin de la chaîne d'analyse Saffron, permet de réduire drastiquement la quantité de données à analyser. Dans la suite de ce chapitre, nous travaillerons donc à partir des coïncidences *ES-NS* reconstruites.

5.1.1 Coïncidence en temps Δt

La première métrique importante pour caractériser la coïncidence d'événements est la différence en temps. Cette dernière est exprimée comme la différence entre les temps des signaux *NS* et *ES* :

$$\Delta t = t_{NS} - t_{ES} \quad (5.1)$$

De cette manière, un Δt positif représentera un événement où le signal *NS* arrive après le signal *ES*. Les coïncidences sont construites pour des paires d'événements correspondant à un Δt compris entre $-500 \mu s$ et $500 \mu s$, permettant ainsi de bénéficier de l'intégralité de la mémoire tampon lue lors du déclenchement d'un *trigger NS* (voir section 3). La distribution attendue pour les événements IBD est présentée sur la figure 5.1. L'ajustement par la somme de deux exponentielles montre deux composantes :

- $\tau_1 = 10.9 \pm 0.2 \mu s$. Cette composante représente environ 10 % des événements. Elle est attribuée aux captures neutrons ayant lieu pendant le processus de modération.
- $\tau_2 = 63.9 \pm 0.1 \mu s$. Cette composante est attribuée aux temps de capture pour un neutron thermique. Elle représente 90 % des événements.

Cette structure en double exponentielle est la même que celle observée pour les multiples neutrons de la source de ^{252}Cf , comme présenté dans le chapitre précédent. Nous retrouverons cette structure temporelle pour tous les événements impliquant la modération puis la capture d'un neutron.

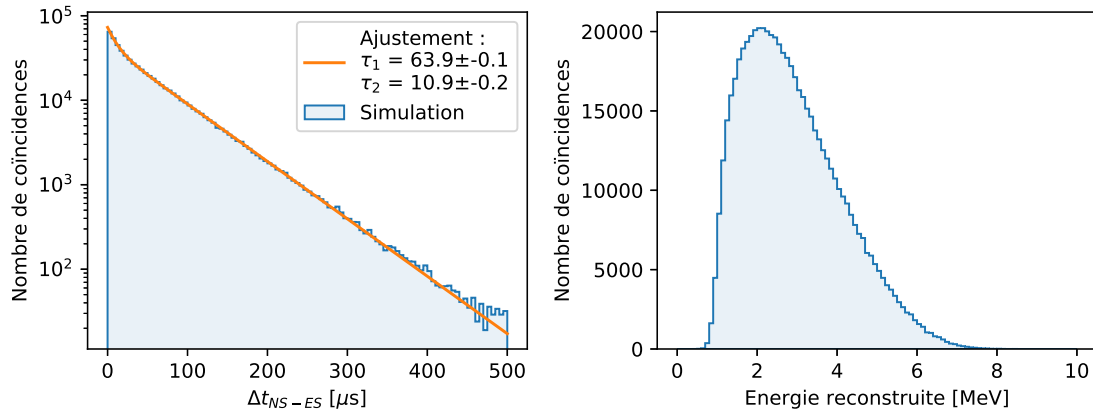


FIGURE 5.1 – Résultats de la chaîne Monte-Carlo complète pour des événements IBD. Gauche : distribution de l'énergie reconstruite. Droite : distribution de l'écart en temps Δt_{NS-ES} .

5.1.2 Énergie de l'événement prompt

L'énergie du neutrino est reconstruite à partir de l'énergie déposée du positron. La prise en compte des fuites de lumière entre cube n'étant pas encore implémentée dans la reconstruction en énergie, nous considérerons, en première approximation, que l'énergie du

positron peut être reconstruite comme la somme des énergies pour chacun des cubes composant l'événement ES . La distribution en énergie attendue est présentée sur la figure 5.1. Cette dernière est biaisée à faible énergie par un seuil à 1 MeV sur l'énergie du prompt lors de la reconstruction des coïncidences. Cette coupure étant appliquée avant la calibration, la distribution en énergie calibrée ne montre pas une coupure nette à 1 MeV. Pour s'affranchir de potentiels effets de seuils, nous appliquerons de façon conservatrice une coupure en énergie à 2 MeV.

5.1.3 Variables topologiques : ΔX , ΔY , ΔZ et ΔR

Afin de caractériser la topologie des coïncidences $ES-NS$, nous définissons des variables représentant la différence de position entre le cube le plus énergétique de l'événement ES , correspondant à la position du positron, et le cube reconstruit du signal NS . De la même manière que pour la variable Δt , ces variables sont définies comme la différence entre le NS et le ES , soit :

$$\Delta X = X_{NS} - X_{ES}^{Max(E)} \quad (5.2)$$

$$\Delta Y = Y_{NS} - Y_{ES}^{Max(E)} \quad (5.3)$$

$$\Delta Z = Z_{NS} - Z_{ES}^{Max(E)} \quad (5.4)$$

$$\Delta R = \sqrt{\Delta X^2 + \Delta Y^2 + \Delta Z^2} \quad (5.5)$$

La figure 5.2 présente les distributions ΔX , ΔY et ΔZ , obtenues à partir des simulations Monte-Carlo. Nous pouvons observer que, contrairement à la distribution en ΔY , les deux distributions ΔX et ΔZ sont asymétriques. Ces asymétries proviennent tout d'abord d'un effet de géométrie du détecteur et à la position des feuilles à l'intérieur du cube (voir figure 2.2). Nous favorisons de fait les directions $-\Delta X$. Il est intéressant de remarquer que nous sommes également sensibles à la directionnalité du neutrino. En effet, l'asymétrie en ΔZ est purement liée à la cinématique de l'interaction IBD, au cours de laquelle le neutron emporte la quasi totalité de l'impulsion du neutrino. Ainsi, avant de se thermaliser, le neutron portera pendant quelques centimètres la direction du neutrino incident. Nous retrouvons sur la figure 5.2 la distribution ΔR qui sera également utilisée comme variable de sélection.

5.1.4 Proximité temporelle à un muon et à un neutron

Nous le verrons par la suite, les muons sont les précurseurs de la composante neutron rapide du bruit de fond. Une des façons de réduire l'impact de cette contamination est de rejeter les événements proches d'un muon. Pour chaque coïncidence, nous mesurons la proximité temporelle du NS avec le dernier muon ayant traversé le détecteur. Les neutrons peuvent être produits par plusieurs. Ainsi, il est aussi intéressant de conserver l'information de la proximité avec un autre NS . Par la suite, nous définirons les quantités suivantes :

$$\Delta t_{\mu-NS} = t_{NS} - t_{\mu} \quad (5.6)$$

$$\Delta t_{NS-NS'} = t_{NS} - t_{NS'} \quad (5.7)$$

où t_{μ} et $t_{NS'}$ sont respectivement les temps du dernier muon et du dernier neutron à avoir été reconstruits.

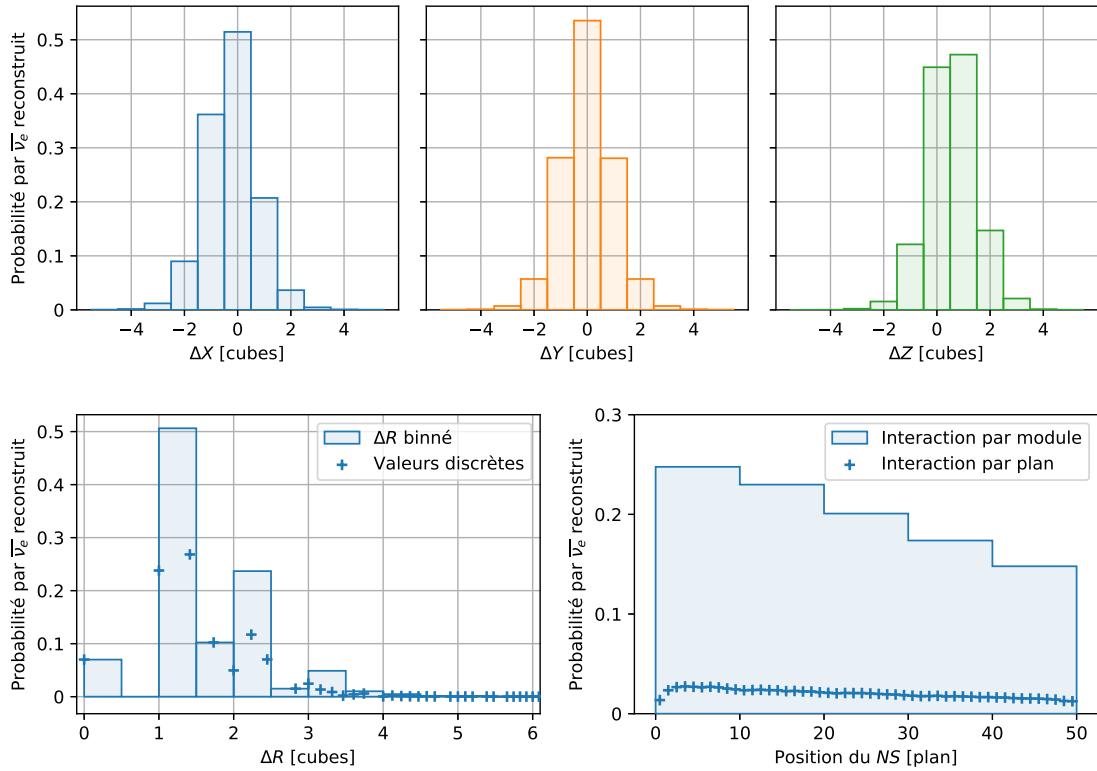


FIGURE 5.2 – Distributions topologiques des événements IBD simulés. Haut : distributions ΔX , ΔY et ΔZ exprimées en nombre de cubes. Bas : distribution ΔR exprimée en nombre de cubes (gauche) et distribution du nombre d'événements IBD détectés en fonction du numéro de plan et de module (droite).

5.1.5 Position du vertex IBD

Nous définissons la position de l'interaction IBD dans le détecteur, suivant les trois coordonnées X_p , Y_p et Z_p , correspondant à la position du cube prompt ES de plus haute énergie. Il représente le cube où le positron a été détecté. Pour les vertex d'interaction IBD, les distributions selon X_p et Y_p sont homogènes. Selon Z_p , cette distribution diminue naturellement en raison des effets d'angle solide et d'acceptance du détecteur (voir figure 5.2). Nous utiliserons également la position du signal NS pour caractériser les contaminations intrinsèques découlant de la radioactivité naturelle.

5.2 Radioactivité naturelle

L'uranium et le thorium sont des éléments radioactifs naturels présents partout à la surface de la planète. Leur présence dans l'environnement remonte à l'origine de notre système solaire. Du fait de leur temps de demi-vie dépassant les milliards d'années, ils sont encore présents en proportion variable dans la plupart des roches du sous-sol et des matériaux courants. À l'état naturel, l'uranium est composé des isotopes ^{238}U et ^{235}U , respectivement à hauteur de 99.27 % et 0.72 %. Le thorium est composé à 99.98 % de l'isotope ^{232}Th . Ces trois éléments vont naturellement décroître pour atteindre le Pb stable. Les trois chaînes de décroissance menant à la stabilité sont présentées sur la figure 5.3. Ces éléments, ainsi

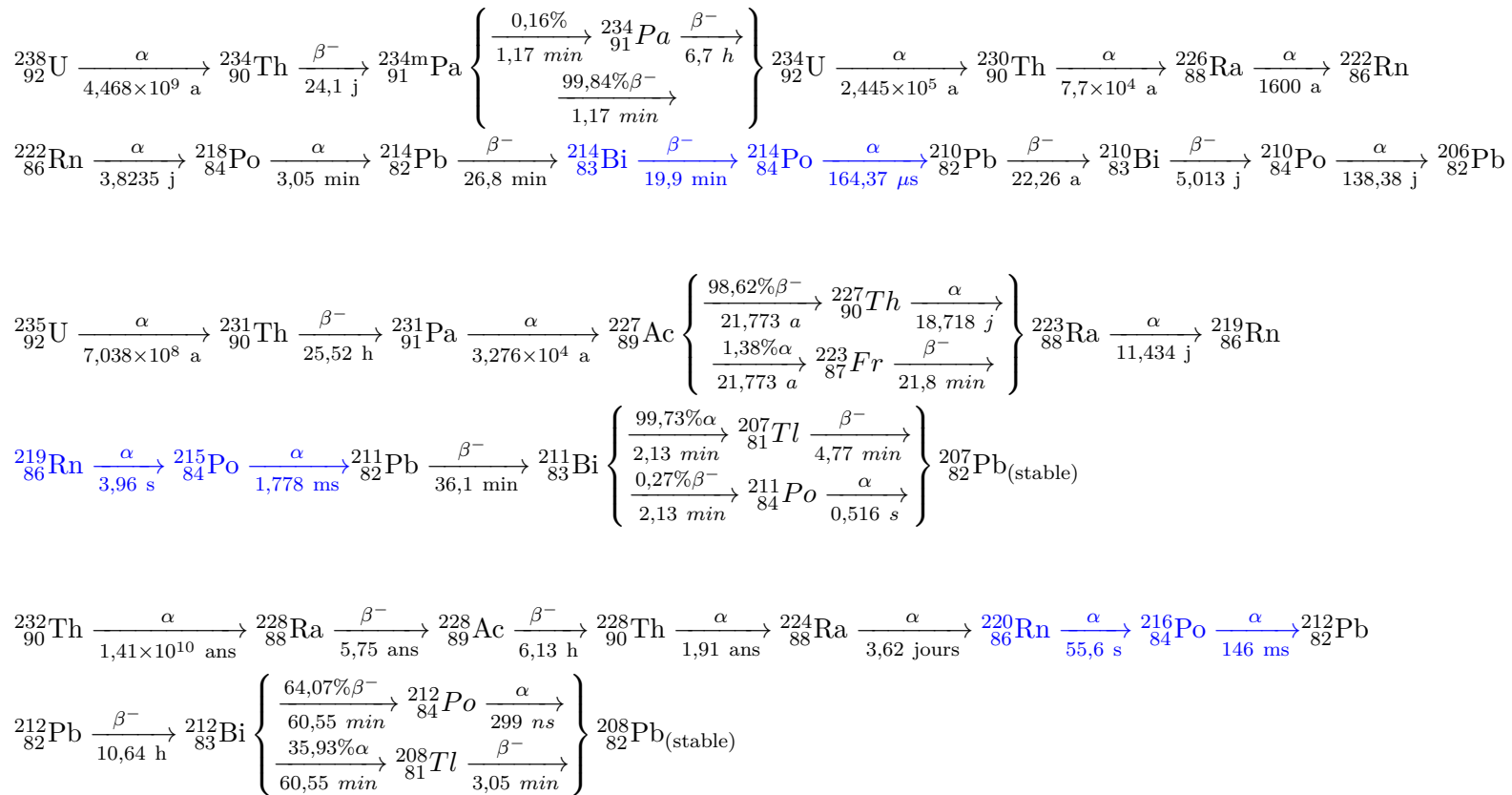


FIGURE 5.3 – Chaînes de décroissances radioactives identifiées dans la détecteur SoLid : ${}^{238}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$ et ${}^{232}\text{Th}$. Les cascades utilisées dans ce manuscrit sont indiquées en bleu.

que leurs descendants, constituent l'une des principales sources de bruit de fond pour toute expérience recherchant des événements rares. Nous pouvons distinguer deux origines à ce bruit de fond. D'une part, les matériaux utilisés pour construire le détecteur contiennent toujours de l'uranium et du thorium à l'état de traces, comme la majeure partie des matériaux sur Terre. D'autre part, toutes ces chaînes comprennent un isotope du radon. Ce dernier étant gazeux, il peut facilement se diffuser des matériaux proches de l'expérience pour atteindre l'intérieur du détecteur.

Une des manières de signer et de mesurer cette contamination est de regarder la cascade BiPo, constituant un événement bien particulier, coïncidence temporelle $\alpha - \beta^-$, ayant lieu au cours des chaînes de décroissances (voir Figure 5.3). Cette contamination est uniquement problématique quand elle prend place dans les feuilles de LiF:ZnS, où le dépôt d'énergie de la particule alpha engendre un événement *NS*. Dans le cas du PVT, elle induit uniquement des signaux *ES* et à un taux bien inférieur à celui des gammas provenant du réacteur. Nous présentons dans cette section une technique originale permettant de caractériser cette contamination dans le détecteur SoLid.

5.2.1 Cascade Bi-Po

5.2.1.1 Variables de sélection Bi-Po

La cascade BiPo¹ de la chaîne de l'Uranium ($^{214}\text{Bi}-^{214}\text{Po}$) est constituée de la décroissance β^- du ^{214}Bi , suivie par une particule alpha émise par la décroissance du ^{214}Po . L'écart en temps entre les deux événements est gouverné par la demi-vie du ^{214}Po de 162,30 (12) μs . On appliquera donc une coupure en temps [0:500] μs . L'énergie maximale des électrons émis est $Q_\beta = 3.27\text{ MeV}$. On appliquera donc une coupure en énergie conservative [1:4] MeV. Enfin, pour que l'alpha soit détecté comme un événement *NS*, il faut que la décroissance ait lieu dans le volume du LiF:ZnS. Grâce à la segmentation du détecteur, il nous est possible de caractériser très proprement les événements BiPo en sélectionnant les deux topologies suivantes :

- L'électron est émis dans la direction du cube auquel appartient la feuille de LiF:ZnS. Les deux particules sont alors détectées dans le même cube.
- L'électron est émis dans la direction inverse du cube auquel appartient la feuille de LiF:ZnS. Les deux particules sont détectées dans des cubes voisins. Le parcours d'un électron étant inférieur à 20 mm, nous nous focalisons sur le plan $\Delta Y = 0$, pour lequel la probabilité de voir un électron dans le cube supérieur ou inférieur à celui de l'événement *NS* reste faible. Considérant la position des feuilles de LiF:ZnS dans le cube, nous aurons soit $\Delta X = -1$ ou $\Delta Z = 1$.

¹La cascade BiPo existe aussi dans la chaîne de décroissance du Thorium-232 ($^{212}\text{Bi}-^{212}\text{Po}$) mais le temps de demi-vie du ^{212}Po est de seulement 299 ns, ce qui empêche une reconstruction propre des coïncidences temporelles.

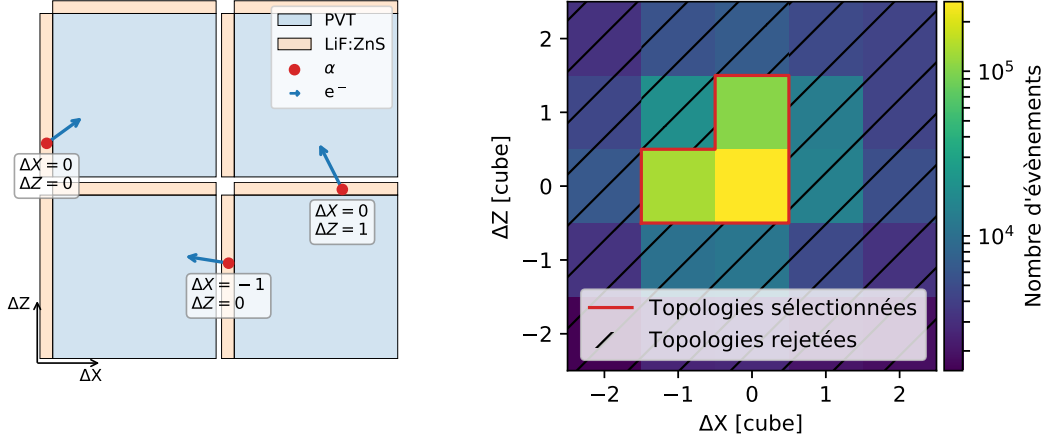


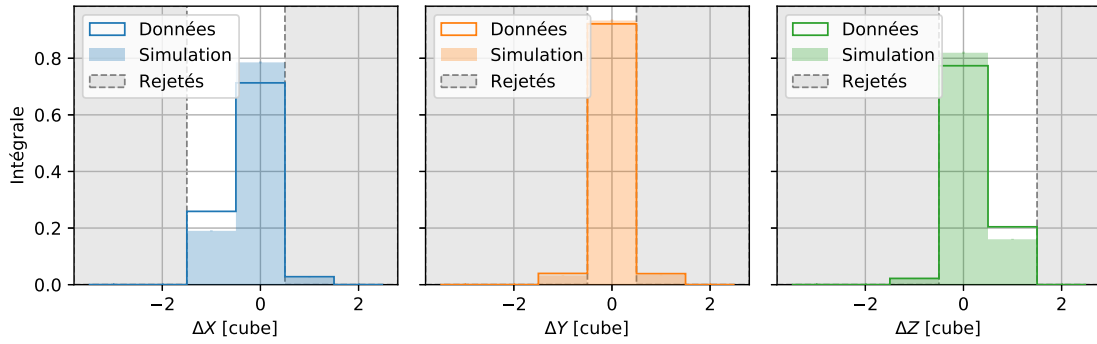
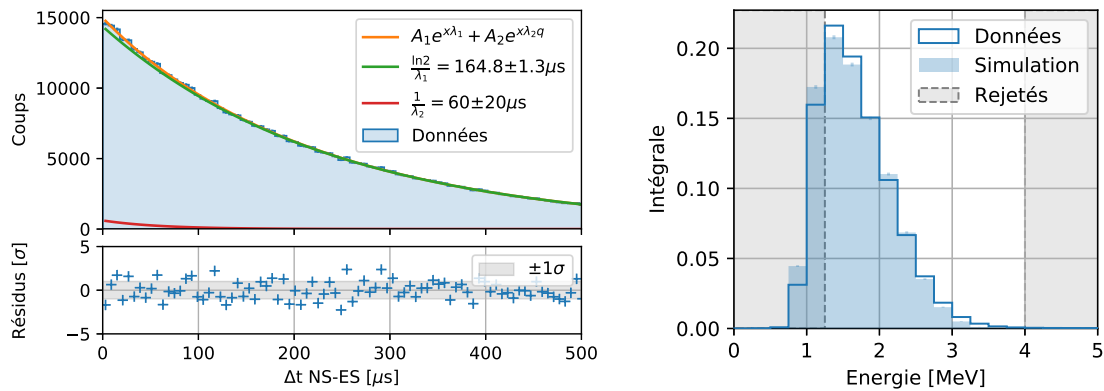
FIGURE 5.4 – Gauche : schéma représentant les différentes topologies attendues pour les cascades BiPo. Le détecteur est représenté dans le plan $\Delta Y = 0$. Droite : topologies sélectionnées dans le plan ΔX et ΔZ après application des coupures $\Delta Y = 0$, $E_{prompt} \in [1 : 4]$ MeV et $\Delta t \in [0 : 500]$ μs .

La sélection des événements BiPo s'effectue donc par le jeu de coupures suivant :

$$S_{BiPo} = \begin{cases} \Delta t \in [0 : 500] \mu s \\ \Delta X \in [-1, 0] \\ \Delta Y = 0 \\ \Delta Z \in [0, 1] \\ \Delta R \leq 1 \\ E_{prompt} \in [1 : 4] MeV \end{cases}$$

L'application de cette sélection aux données mesurées et simulées est présentée sur les figures 5.5 et 5.6. En ce qui concerne les distributions topologiques présentées en figure 5.5, nous pouvons observer un bon accord entre la simulation et les données, malgré quelques écarts. Les événements *ES* du BiPo, contrairement aux autres types d'événements corrélés ou fortuits, tendent à déposer une grande partie de leur énergie dans le LiF:ZnS, au plus près de leur point de production. Pour une particule légère comme un électron, la réponse des deux scintillateurs, PVT et LiF:ZnS, n'est pas dissociable après numérisation des signaux. L'impossibilité de séparer les deux réponses rend l'optimisation du ROSim très difficile et peuvent expliquer les écarts observés.

L'ajustement de la distribution en Δt des coïncidences sélectionnées est présentée sur la figure 5.6. La fonction d'ajustement utilisée est la somme de deux exponentielles dont les paramètres sont laissés libres. Une des deux exponentielles correspond à un $t_{1/2} = 164,8 \pm 1.5 \mu s$, en accord avec la demi-vie du ^{214}Po ($164,30(20) \mu s$). La seconde exponentielle correspond à un $\tau = 60 \pm 20 \mu s$, compatible avec une faible contamination d'événements provenant de l'interaction de neutrons rapides dans le détecteur. Les proportions d'événements BiPo et neutrons dans la fenêtre de sélection sont, d'après l'ajustement réalisé, respectivement de 99 % et 1 %. Nous obtenons donc un très bon accord et une grande pureté, ce qui permet de valider notre sélection BiPo.


 FIGURE 5.5 – Distributions topologiques pour la sélection S_{BiPo} .

 FIGURE 5.6 – Gauche : Ajustement de la distribution en Δt de la sélection BiPo. La fonction utilisée est la somme de deux exponentielles. Droite : Spectre en énergie de la sélection S_{BiPo} , appliquée aux prises de données et à l'échantillon Monte-Carlo.

5.2.1.2 Taux d'événements Bi-Po

Le taux d'événements BiPo, intégré sur l'ensemble du détecteur, est de 0,74 Hz. L'application de la même sélection sur les données simulées indique une efficacité de sélection de 32,9 %, sans prendre en compte l'efficacité de détection des alphas dans le ZnS. Etant donné que les alphas déposent plus d'énergie qu'une réaction de cassure sur le ${}^6\text{Li}$, nous pouvons raisonnablement considérer que l'efficacité de reconstruction est supérieure à celle mesurée pour les neutrons et que l'efficacité de capture est égale à 1. En considérant des efficacités de détection alpha de 80 % et 100 %, le taux de décroissance estimée de la cascade BiPo dans le LiF:ZnS se situe entre 2,25 Hz et 2,81 Hz. Considérant que pour chaque cascade BiPo, plusieurs alphas venant des autres isotopes de la chaîne de la décroissance sont attendus, il est clair que la chaîne de ${}^{238}\text{U}$ est le contributeur principal au taux de comptage NS intégré. En comparaison, le taux d'IBD détectable² est de 7 mHz.

Nous pouvons aussi observer cette contamination par cube en fonction du lot de LiF:ZnS utilisé pour sa fabrication (voir figure 5.7). Les taux de comptage moyens par cube sont de $0,4 \cdot 10^{-5}$ Hz, $7,4 \cdot 10^{-5}$ Hz et $9,3 \cdot 10^{-5}$ Hz pour respectivement les lots 0, 1 et

²Par détectable, nous faisons référence aux événements où le neutron de l'IBD est capturé sur du ${}^6\text{Li}$

2. Le lot 0 composant la couche externe du détecteur, le taux de BiPo sur cette partie du détecteur est plus de 10 fois inférieur à celui observé dans le reste des cubes. Il est intéressant de noter que le lot 2, présent uniquement dans 79 cubes du plan 45, à une activité BiPo encore supérieure à celle du lot 1. Il est évident qu'une source de contamination a été introduite dans le processus de fabrication de ce scintillateur. Malheureusement, les mesures de radio-pureté ont été effectuées uniquement pour le lot 0.

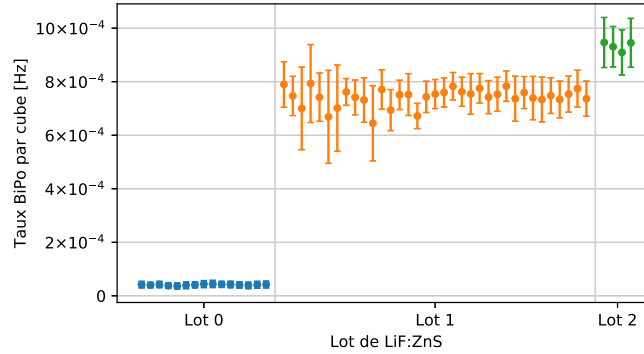


FIGURE 5.7 – Taux de comptage BiPo moyen par cube en fonction du numéro de lot. Les barres d'incertitude représentent la déviation standard du taux de comptage pour un lot donné. Chaque point représente une plaque de LiF:ZnS, correspondant à 250 cubes.

5.2.2 Contamination aérienne

Nous nous sommes également intéressés à l'évolution temporelle du taux de BiPo mesuré. Etant donné les temps de vie extrêmement longs, une contamination intrinsèque des matériaux utilisés ne doit pas varier en fonction du temps. Si nous regardons l'évolution du taux de comptage présenté en figure 5.8, des variations de l'ordre de 10 % apparaissent clairement. Pour étudier plus en détails ces fluctuations, nous sélectionnons deux jeux de données :

- Les périodes pour lesquelles le taux de comptage BiPo est inférieur à 0,74 Hz. Nous considérons qu'à ce taux de comptage, la contamination aérienne est négligeable. Ce lot constitue notre référence.
- Les périodes où le taux de BiPo excède 0,76 Hz. Ce taux correspond aux périodes où les plus grandes augmentations sont observées.

La distribution XY des événements pour les deux périodes, ainsi que leur différence, sont présentées sur les figures 5.9. Tout d'abord, nous observons une différence d'un facteur supérieur à 10 entre les cubes internes et externes, comme observé sur la figure 5.7. La différence entre les deux périodes nous indique que l'augmentation du taux de comptage est répartie de façon uniforme sur l'ensemble du détecteur, contrairement à la contamination intrinsèque. Nous observons donc des fluctuations du taux de BiPo induites par une contamination aérienne provenant du ^{222}Rn . Ce dernier, en décroissant dans l'air, génère des poussières contenant les descendants solides de la chaîne radioactive. La répartition uniforme nous indique que la contamination pénètre le détecteur par les cassettes électroniques, pour ensuite atteindre l'intérieur du cadre en aluminium. Ce dernier permet un accès direct aux canaux dans lesquels les fibres sont insérées, servant ainsi de chemin pour la diffusion.

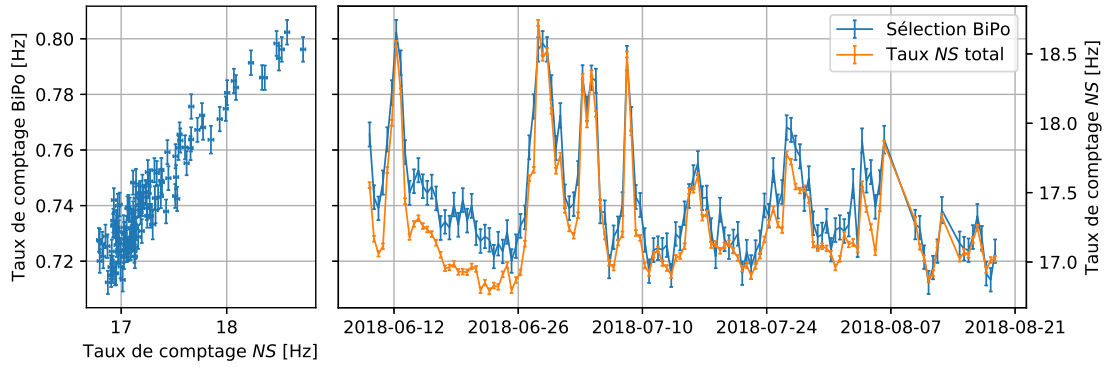


FIGURE 5.8 – Gauche : Taux de comptage BiPo en fonction du taux de comptage *NS*. La corrélation entre les deux observables est de 0,94. Droite : évolution des taux de comptage BiPo et *NS* en fonction du temps.

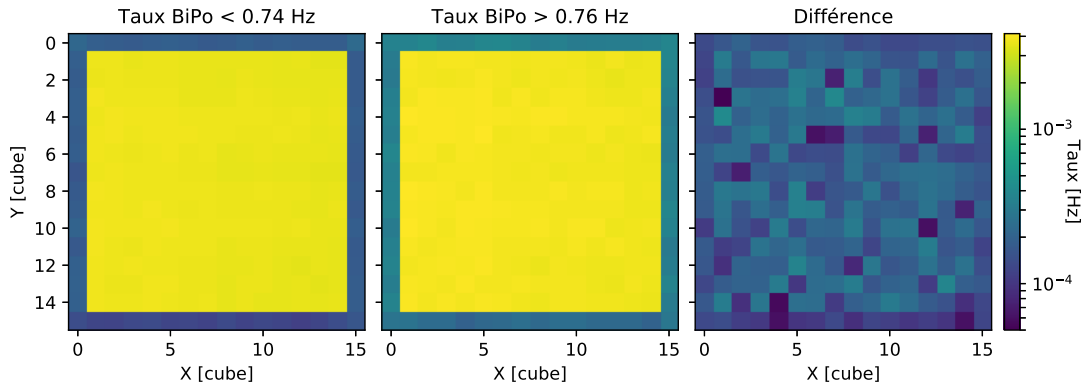


FIGURE 5.9 – Gauche : répartition du taux de comptage en X et Y pour les périodes où le taux de comptage BiPo total est inférieur à 0,74 Hz. Centre : répartition du taux de comptage pour un taux de comptage BiPo total supérieur à 0,76 Hz. Droite : différence entre les deux dernières figures. Les fluctuations sont plus importantes au centre, la différence étant relativement faible comparée au taux de comptage induit par la contamination intrinsèque pour les cubes situés au centre du détecteur.

5.2.3 Cascade Rn-Po

Située en amont des chaînes de décroissance, nous pouvons aussi nous intéresser à la cascade Radon-Polonium (voir Figure 5.3). Cette dernière, caractérisée par l'émission de deux alphas proches en temps, peut être reconstruite dans le détecteur SoLid. Bien que la nature double alpha du phénomène ne soit pas un bruit de fond direct dans la recherche d'événements IBD, l'analyse de cette coïncidence apporte des informations importantes quand à la nature du bruit de fond du détecteur. À l'exception du Rn qui est gazeux, les composants solides des chaînes de décroissance ne peuvent se déplacer dans le détecteur.

Pour étudier cet effet, nous sélectionnons les coïncidences entre plus proches événements *NS* situés dans le même cube. La figure 5.10 présente la distribution de l'écart en temps entre *NS* dans la fenêtre [0:300] ms. Nous y observons deux contributions exponentielles. L'ajustement avec deux exponentielles décroissantes indiquent des temps de demi-vies égales à $t_{1/2}^1 = 147,2(9,7)$ ms et $t_{1/2}^2 = 1,9(0,1)$ ms. Ces deux temps de vie

sont en accord avec les décroissances RnPo de la chaîne du ^{232}Th $t_{1/2}^{216\text{Po}} = 145$ ms et de la chaîne de l' ^{235}U $t_{1/2}^{215\text{Po}} = 1,778$ ms.

En outre, il est très difficile d'observer la décroissance RnPo liée à l' ^{238}U avec cette méthode, bien que ce dernier engendre la plus grande contamination dans le détecteur. En effet, le temps de vie du ^{218}Po étant de 3,1 minutes, nous recherchons une exponentielle de $\lambda = 3,7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. L'exponentielle induite par les coïncidences fortuites est reliée au taux de comptage R par la relation $\lambda = 1/R$. Pour 17 Hz, nous attendons donc $\lambda = 1,4 \times 10^{-3}$. La différence entre les deux exponentielles est d'autant plus difficile à mettre en évidence qu'elles sont toutes les deux biaisées par la longueur de chaque *run*, égale à 8 minutes.

La mesure de ces deux chaînes confirme une nouvelle fois l'hypothèse selon laquelle le taux de comptage NS du détecteur est principalement dominé par les alphas de la chaîne de l' ^{238}U .

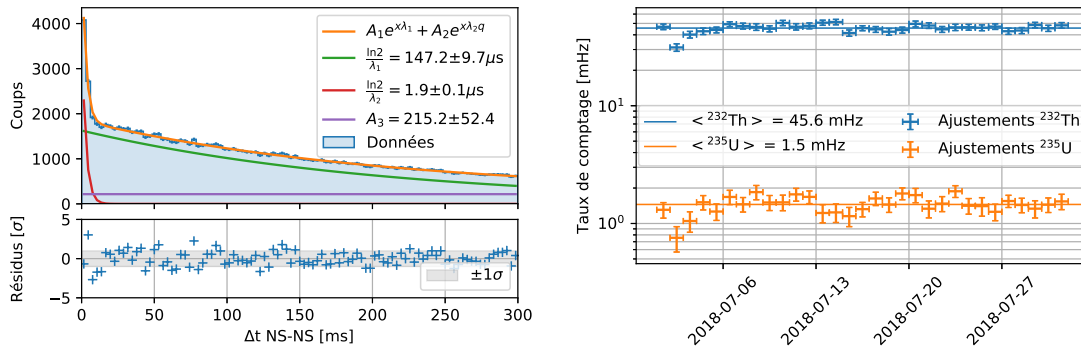


FIGURE 5.10 – Gauche : distribution du Δ_{NS-NS} pour des événements prenant place dans le même cube. L'ajustement est réalisé par une somme de deux exponentielles, représentant les cascades RnPo de l' ^{238}U et du ^{232}Th , et d'une constante représentant les coïncidences fortuites. Droite : évolution quotidienne du taux de comptage de l' ^{238}U et du ^{232}Th pour le mois de juillet 2018.

5.2.4 Analyse en forme de signaux NS : *BiPonisher*

Comme illustré précédemment, la plus grande partie des signaux NS détectés est issue de particules α provenant de la radioactivité naturelle. Si nous regardons la distribution $IonA$, présentée en figure 5.11, une importante différence apparaît entre les prises de données physique et les prises de données de calibration. Cette différence significative provient de la différence entre la scintillation issue de l'interaction de particule alphas seule et la scintillation issue du processus de cassure du ^6Li .

Afin de confirmer cette hypothèse, nous construisons deux sélections aussi pures que possible :

- Afin de ne sélectionner que des neutrons, nous utilisons une prise de donnée de calibration. Pour diminuer la contribution du bruit de fond, tout en évitant les effets liés au taux de comptage élevé (empilement, temps mort), nous sélectionnons les événements NS ayant lieu à 2 et 3 plans de distance de la source.
- Pour la sélection des événements alpha, nous utilisons les événements NS associés à la sélection BiPo présentée dans la partie précédente. Le Δt minimum est augmenté

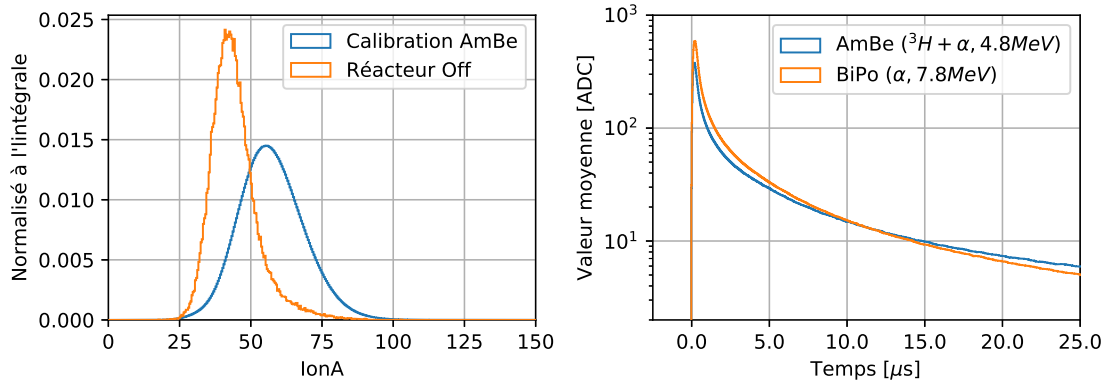


FIGURE 5.11 – Gauche : distribution du IonA pour des NS provenant des prises de données réacteur Off de juillet 2018 (orange) et des prises de données de calibration de septembre 2018 en source AmBe. Droite : forme moyenne des signaux NS pour les deux échantillons.

à $100 \mu s$ afin d'améliorer la pureté.

Ces deux sélections sont pures à 99,9 %. En étudiant le signal moyen (voir figure 5.11), nous pouvons observer que le signal venant de l'alpha du ^{214}Po possède une amplitude supérieure et un temps de décroissance plus court. La différence d'amplitude s'explique par la différence d'énergie entre les deux processus : 7,8 MeV pour les alphas du ^{214}Po contre 4,8 MeV pour la réaction de cassure du ^6Li . La différence de temps de scintillation est quant à elle reliée à la différence de densité moyenne d'ionisation. Cette propriété peut être utilisée pour améliorer notre discrimination, spécialement vis à vis de la cascade BiPo. Nous avons donc construit une variable basée sur le rapport de deux intégrales prises sur le signal NS , que nous nommerons par la suite BiPonisher³.

Afin d'optimiser les deux portes d'intégrations utilisées, nous avons extrait 50 000 signaux pour les deux sélections évoquées précédemment. Les deux fenêtres ont été optimisées de manière à séparer le plus proprement possible les deux lots de données. Finalement, la variable *BiPonisher* est définie comme le rapport d'une porte longue $[0 - 87,5] \mu s$ sur une porte courte $[0 - 7,5] \mu s$. Pour qualifier cette séparation, nous mesurons l'aire sous la courbe de réponse (ROC curve) représentant la perte d'efficacité neutron en fonction de la proportion d'alphas rejetés. La distribution ainsi que la courbe de réponse obtenue sont présentées sur la figure 5.12. Nous verrons que pour l'analyse IBD, nous appliquerons une coupure $\text{BiPonisher} > 1,45$ permettant de réduire la contamination alpha de 75 % en sacrifiant 15 % des neutrons. Cette variable sera également utilisée pour vérifier la pureté neutron ou alpha des échantillons sélectionnés.

³  Cette variable s'est vu attribuer un logo évocateur.

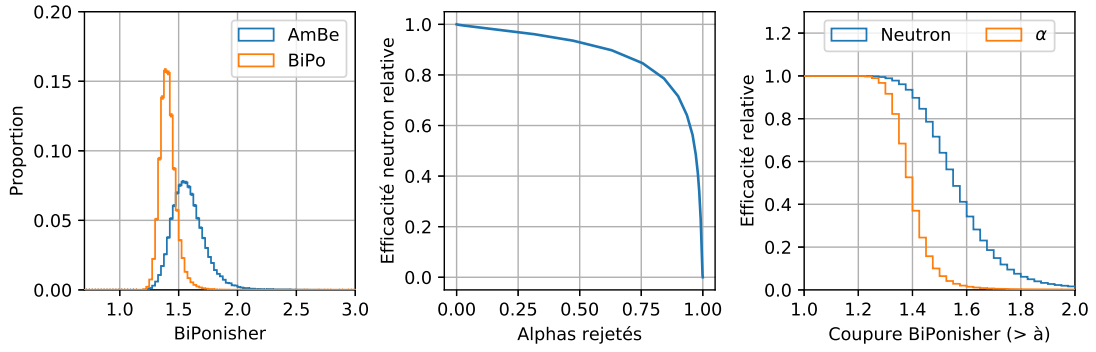


FIGURE 5.12 – Gauche : distribution de la variable BiPonisher pour des données AmBe et des événements issus d’une sélection BiPo. Centre : efficacité neutron relative en fonction de la proportion d’alphas rejetée en rejetant les NS ayant un BiPonisher inférieur à une certaine valeur. Droite : évolution de l’efficacité relative pour les neutrons et les alphas en fonction de la coupure BiPonisher appliquée.

5.3 Bruit de fond atmosphérique

5.3.1 Sélection des événements atmosphériques

Le rayonnement cosmique est la source principale de bruit de fond pour les expériences neutrino auprès des réacteurs. Cela est d’autant plus vrai pour les expériences à très courte distance qui ne disposent pas d’un blindage naturel conséquent. La contamination principale provient des neutrons produits par spallation d’un muon sur un noyau de l’atmosphère ou sur des matériaux proches du détecteur. Le neutron peut acquérir des énergies très importantes au cours ce processus. Comme tout neutron rapide, il peut induire un ou plusieurs protons de recul dans le PVT, imitant ainsi le signal positron, avant d’être suffisamment ralenti pour être capturé par une feuille de LiF:ZnS engendrant un signal NS retardé. Pour que les protons de recul puissent être observés, il faut que leur énergie soit importante, de l’ordre de plusieurs MeV. De ce fait, les événements protons de recul détectables sont produits quand le neutron possède une énergie supérieure à plusieurs MeV. Ainsi même dans le cas d’une chaîne de protons de recul, nous n’attendons pas un écart en temps important entre ces événements ES . En revanche, le temps entre les événements ES , issus de protons de recul et la capture, est gouverné par le temps de capture typique d’un neutron dans le détecteur, et suivra donc la même distribution exponentielle que la capture d’un neutron IBD.

Pour étudier ces neutrons rapides (NR), nous pouvons appliquer la sélection suivante :

$$S_{NR} = \begin{cases} \Delta t \in [0 : 200] \mu s \\ \Delta R \in [1 : 5] \\ E_{prompt} \in [4 : 20] MeV \end{cases}$$

La coupure en temps est adaptée au Δt attendu pour le temps de capture des neutrons dans le détecteur. Bien que les événements neutrons rapides atmosphériques puissent produire des événements avec des écarts en position $ES-NS$ supérieurs à 5 cubes, nous restreignons notre sélection à un volume proche de celui de l’IBD. La coupure en énergie à 4 MeV permet finalement de rejeter la quasi totalité des événements BiPo.

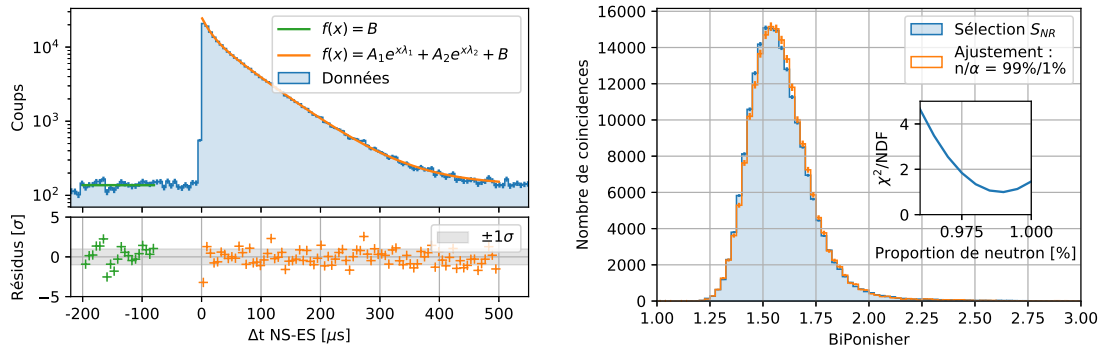


FIGURE 5.13 – Gauche : distribution du Δt pour la sélection S_{NR} . La quantité de coïncidences fortuites est évaluée dans la région $[-200:-80] \mu s$. La fenêtre $[0:500] \mu s$ est ensuite ajustée en ajoutant deux exponentielles. Droite : distribution du BiPonisher pour la sélection S_{NR} . L'ajustement se base sur les distributions de référence obtenues avec les événements BiPo et neutron (AmBe).

Nous pouvons observer la distribution en Δt des événements ainsi sélectionnés sur la figure 5.13. Nous estimons la contribution des coïncidences fortuites dans la fenêtre $[-200:-80] \mu s$. Nous effectuons ensuite un ajustement de la distribution dans la fenêtre $[0:500] \mu s$ par la somme de deux exponentielles décroissantes et une contribution constante due aux coïncidences fortuites. Ce dernier indique $\lambda_1 = 14,5(10) \mu s$ et $\lambda_2 = 72,9(4) \mu s$, ce qui est en très bon accord avec le temps de capture attendu pour ces neutrons. Sur la même figure, nous retrouvons également la distribution BiPonisher des événements NS sélectionnés. L'ajustement du BiPonisher indique une contribution neutron de 99 %, validant le résultat de l'ajustement du Δt .

5.3.2 Corrélation avec la pression atmosphérique

La figure 5.14 présente l'évolution temporelle du taux de comptage de cette sélection atmosphérique. Comme attendu, nous observons une forte anti-corrélation (~ -0.81) avec la pression atmosphérique. En effet, plus la pression augmente, plus la quantité de matière traversée par les muons augmente ce qui entraîne une diminution du flux au niveau du réacteur. La production de neutrons au plus proche du détecteur est alors diminuée. Cette corrélation pourra être utilisée pour construire un modèle de bruit de fond en période réacteur ON.

5.3.3 Vêto muon

Une partie des événements est produit par des muons traversant le détecteur. Les neutrons entraînant un ou plusieurs protons de recul avant capture sont dans ce cas soit produits dans le détecteur, soit dans l'environnement direct (conteneur, structure en aluminium ...). Il est possible d'observer cette corrélation à partir de la distribution de la variable $\Delta t_{\mu-NS}$ (voir figure 5.15). Il faut noter que dans ce cas, l'événement NS est corrélé au muon. Pour autant, il est difficile d'assumer que l'événement ES associé correspond bien à un proton de recul. L'étude des simulations Monte-Carlo indique que les protons de recul sont produits très rapidement après le passage du muon, dans des temps de l'ordre de la microseconde. Au vu du fonctionnement de la reconstruction des événements, il apparaît peut probable que les événements ES liés aux protons de recul soient séparés du *cluster*

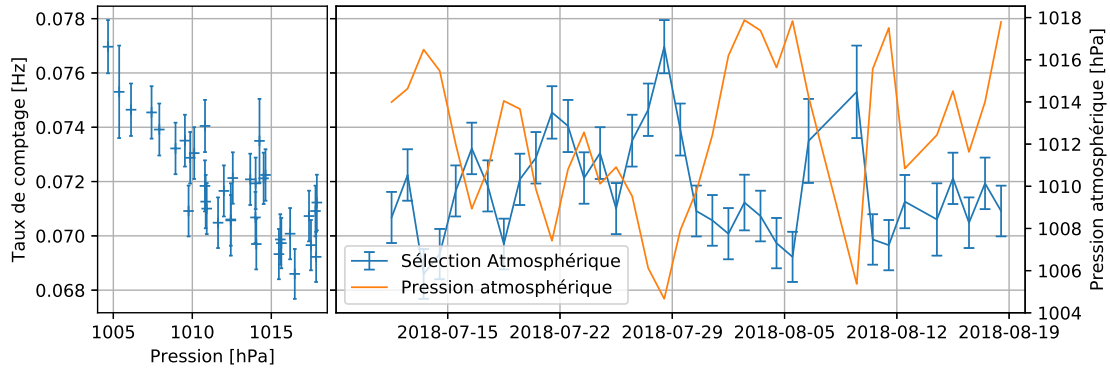


FIGURE 5.14 – Gauche : taux de comptage en fonction de la pression atmosphérique. Droite : évolution du taux de comptage et de la pression atmosphérique en fonction du temps, pour la période Roff.

contenant l'événement muon. Ainsi, une partie des événements apparaissant comme corrélés est en réalité une paire entre un neutron, produit par un muon, et un événement ES aléatoire.

L'utilisation de la variable $\Delta t_{\mu-NS}$ comme "veto" muon demande donc un travail de raffinement supplémentaire. A ce stade d'avancement de l'analyse le gain reste faible. A titre d'exemple, une coupure $\Delta t_{\mu-NS} > 200 \mu s$ permettrait de rejeter environ 10% des événements de notre sélection "atmosphérique", tout en induisant un temps mort après le passage de chaque muon, entraînant un temps mort généralisé de l'ordre de 6%. Pour l'analyse IBD préliminaire qui sera présentée dans la suite de ce chapitre, nous n'appliquons donc pas ce veto muon.

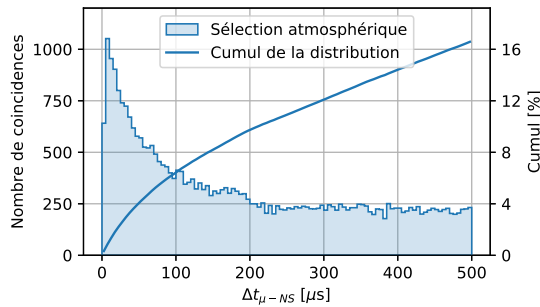


FIGURE 5.15 – Distribution $\Delta t_{\mu-NS}$ pour la sélection S_{NR} .

5.4 Analyse neutrino préliminaire

Dans cette partie, nous présentons une analyse préliminaire pour extraire les signaux IBD des données. Le but de cette analyse n'est pas d'étudier le signal neutrino avec précision, mais plutôt de comprendre et de construire un modèle de bruit de fond réaliste, capable de reproduire les variations quotidiennes et entre les périodes réacteur "On" et réacteur "Off".

Nous nous focaliserons sur l'utilisation de variables bien maîtrisées qui pourront servir de base à des méthodes de réjection du bruit de fond plus élaborées.

Au cours de cette analyse, nous considérerons les trois sources de bruit de fond évoquées précédemment. En premier lieu, nous étudierons la cascade BiPo qui est dominante à basse énergie. Si ce bruit de fond était constant en fonction du temps, il suffirait de le mesurer en période réacteur OFF et de le soustraire en réacteur ON en normalisant sa contribution au temps d'exposition. Cependant, comme nous l'avons vu, cette contribution varie de manière erratique et pour l'instant aucune corrélation avec les facteurs environnementaux ne permet d'expliquer les variations observées. Nous avons donc développé une méthode permettant d'estimer sa contribution en fonction du temps tout au long des périodes réacteur ON. Pour cela, nous utiliserons le fait que les écarts temporels Δt de ces coïncidences sont plus longs que pour la capture d'un neutron ($\approx 164 \mu s$ contre $\approx 70 \mu s$).

La deuxième contribution la plus importante provient des neutrons rapides atmosphériques. Cette contribution est présente dans l'intégralité de la gamme en énergie étudiée pour les anti-neutrinos, c'est-à-dire entre 2 et 8 MeV. Comme nous l'avons vu, cette contribution varie en fonction de la pression atmosphérique. Pour cette contamination, il ne sera pas possible de faire varier le Δt pour l'étudier en marge des IBD et il s'agira de développer un modèle de bruit de fond atmosphérique à partir de données réacteur OFF (voir section 5.4.4).

Enfin, nous faisons face à une faible contribution de coïncidences fortuites, formées sur deux événements ES et NS indépendants. Les distributions temporelles de ces deux types d'événements étant non corrélées, il est attendu que la distribution en Δt suive une exponentielle décroissante. Étant donné la faible probabilité de coïncidences fortuites, celle-ci peut-être approximée par une loi uniforme. Cette contribution augmentera de façon significative en période réacteur ON.

5.4.1 Coupure de sélection du signal IBD

La sélection du signal IBD est définie à partir du jeu de coupures suivantes :

$$S_{Signal} = \left\{ \begin{array}{l} \Delta t \in [1 : 141] \mu s \\ \text{Topologie} = \left\{ \begin{array}{l} \Delta R \geq 1 \\ \Delta X \in [-1 : 1] \\ \Delta Y \in [-1 : 1] \\ \Delta Z \in [-1 : 3] \\ \Delta X, Y, Z \neq \{0, 0, 1\}, \{-1, 0, 0\} \\ \Delta X \times \Delta Y \times \Delta Z \leq 70 \end{array} \right. \\ E_{promp} \in [2 : 8] MeV \\ ES_2/ES_1 \leq 0,3 \\ BiPonisher \geq 1,45 \end{array} \right. \quad (5.8)$$

- La coupure en temps est choisie pour conserver $\approx 89\%$ de l'intégrale des coïncidences correspondant à la capture d'un neutron ($65 \mu s$), tout en rejetant une partie du BiPo.

- Les coupures en ΔX , ΔY et ΔZ sont choisies pour maximiser l'efficacité de détection du positron de l'IBD. Pour s'affranchir des topologies où le BiPo domine, nous rejetons le cas où le NS et le ES de plus haute énergie sont détectés dans le même cube ($\Delta R = 0$). Nous rejetons aussi les deux autres topologies dominées par le BiPo $\Delta X, Y, Z = \{0, 0, 1\}$ et $\Delta X, Y, Z = \{-1, 0, 0\}$ (voir partie 5.2.1). Enfin, nous limitons le volume de l'événement ES , $\Delta X \times \Delta Y \times \Delta Z$, l'IBD correspondant à un ensemble de cubes confinés spatialement.
- La coupure $ES_2/ES_1 \leq 0,3$ est une coupure sur le rapport de l'énergie du cube ES de plus haute énergie (ES_1) et le second cube le plus énergétique (ES_2). Dans le cas de l'IBD, le second cube à une forte probabilité de correspondre à un des gammas d'annihilation. Il est donc détecté avec une énergie bien plus faible.
- Nous appliquons aussi une coupure sur la valeur du BiPonisher de l'événement NS , de façon à rejeter les événements BiPo.

La figure 5.16 représente la distribution en Δt après l'application de ce premier jeu de coupures S_{Signal} . Cette sélection IBD est contaminée par les trois types de bruits de fond discutés précédemment. La partie suivante décrit les méthodes mises en jeu pour les déterminer au mieux. Comme nous le verrons, les variables de sélection seront différentes de celle présentées en section 5.2.1 et 5.3.2 car elles devront s'adapter à notre sélection S_{Signal} et être renormaliser en période réacteur ON.

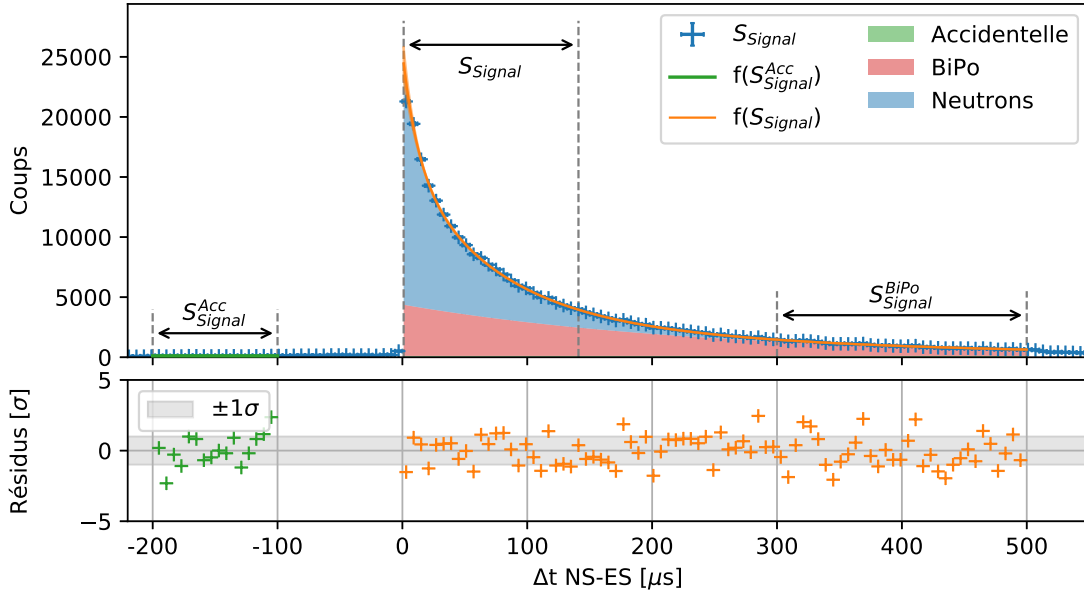


FIGURE 5.16 – Distribution en Δt pour la sélection S_{Signal} et les bandes S_{Signal}^{Acc} et S_{Signal}^{BiPo} . L'ajustement $f(S_{Signal}^{Acc})$ est réalisé avec un polynôme d'ordre 0. L'ajustement $f(S_{Signal})$ est réalisé à partir du polynôme précédent, auquel est ajouté deux exponentielles représentant le temps de capture du neutron et une exponentielle représentant le temps de vie du ^{214}Po (cascade BiPo). Le résidu est défini par la différence entre les données et les ajustements, normalisé par la somme quadratique des incertitudes.

5.4.2 Bruits de fond dans la sélection S_{Signal}

Afin d'estimer les coïncidences fortuites qui évoluent au cours du temps selon la puissance du réacteur, nous utilisons une fenêtre en temps Δt négative pour s'affranchir des événements corrélés (voir figure 5.16), soit :

$$S_{Signal}^{Acc} = S_{Signal}(\Delta t \in [-200 : -100] \mu s) \quad (5.9)$$

Pour estimer la contribution des événements BiPo, nous augmentons la fenêtre en Δt par rapport à la sélection de S_{Signal} , de manière à diminuer la proportion d'événements impliquant la thermalisation d'un neutron :

$$S_{Signal}^{BiPo} = S_{Signal}(\Delta t \in [300 : 500] \mu s) \quad (5.10)$$

Nous réalisons ensuite un ajustement de la distribution de Δt dans la fenêtre $[1 : 500] \mu s$ par la somme d'une constante et de trois exponentielles décroissantes. La constante représente les coïncidences accidentelles. Sa valeur est fixée à partir de l'ajustement dans la région S_{Signal}^{Acc} . La première exponentielle représente la décroissance du ^{214}Po de la cascade BiPo. La constante de décroissance est fixée à $164 \mu s$, mais son amplitude est laissée libre. Les deux autres exponentielles représentent le temps de capture des coïncidences impliquant la capture d'un neutron. Pour ces dernières, nous laissons les paramètres libres. Les proportions déterminées par cet ajustement sont présentées dans le tableau 5.1. La sélection S_{Signal} contient ainsi 64 %⁴ de coïncidences correspondant à des neutrons et 36 % à des cascades BiPo. La région d'étude du BiPo atteint 95 % d'événements BiPo.

Sélection	Neutrons	BiPo	Accidentels
S_{Signal}	63 % (64 %)	36 % (36 %)	1 %
S_{Signal}^{BiPo}	5 % (5 %)	83 % (95 %)	12 %

TABLEAU 5.1 – Composition relative des différentes sélections, obtenue par l'ajustement de la distribution en Δt (voir figure 5.16). Les proportions après soustraction des coïncidences fortuites sont notées entre parenthèses.

En ce qui concerne la sélection des événements neutrons rapides d'origine atmosphérique, nous ne pouvons plus utiliser la sélection S_{signal} en faisant varier le Δt car celui-ci est trop proche du signal IBD. Pour les mêmes raisons, nous ne pouvons pas utiliser les mêmes coupures topologiques (voir figure 5.2). Nous utiliserons donc ce jeu de coupures :

$$S_{Atm} = \begin{cases} \Delta t \in [1 : 200] \mu s \\ \Delta R \in [3 : 6] \\ E_{prompt} \in [4 : 10] MeV \end{cases} \quad (5.11)$$

Cette sélection sera uniquement utilisée pour suivre les variations de taux de comptage liées aux neutrons rapides pendant les différentes périodes réacteur ON et OFF. Elle nous permettra de déterminer un facteur de normalisation entre périodes (voir section 5.4.4). Nous devons également estimer la contribution des coïncidences fortuites pour cette sélection atmosphérique. De la même manière que pour S_{Signal} , nous utiliserons la région :

⁴Les proportions données ici sont prises après exclusion des coïncidences accidentelles.

$$S_{Atm}^{Acc} = S_{Atm}(\Delta t \in [-200 : -100] \mu s) \quad (5.12)$$

5.4.3 BiPonisher appliquée aux sélections

Nous pouvons d'ores et déjà vérifier la nature des signaux NS dans les différentes sélections à partir de la variable BiPonisher (voir partie 5.2.4). Cette variable a l'avantage de porter uniquement sur la nature de l'événement NS , permettant également de contrôler les sélections d'événements fortuits. Un exemple d'ajustement avec la sélection S_{Signal} est présenté sur la figure 5.17. Nous y présentons aussi les résultats de cet ajustement pour l'ensemble des sélections évoquées précédemment.

L'ajustement de l'échantillon NS composant la sélection S_{Signal} indique 66 % de neutrons et 34 % d'alphas, ce qui est proche des contributions estimées par l'ajustement de la distribution en Δt (voir tableau 5.1). Il faut noter ici que la correction de la ligne de base n'est pas encore effectuée quotidiennement. Nous observons des variations de l'ordre de ± 2 ADC, ce qui peut impacter la stabilité de la variable BiPonisher et expliquer cette différence. Nous pouvons aussi remarquer que les coïncidences fortuites sont en grande majorité composées d'alphas, et ce même après l'application de la coupure BiPonisher. Ce dernier point est attendu étant donné que les événements NS sont dominés par les alphas de la chaîne de ^{238}U . L'ajustement indique également une contamination de la bande BiPo à hauteur de 4 %, ce qui est compatible avec l'estimation provenant de l'ajustement du Δt . Enfin, comme souhaité et attendu, la sélection S_{Atm} est très pure en neutron, montrant ainsi l'efficacité de la coupure basse en énergie $E_{prompt} > 4$ MeV.

Les deux méthodes d'ajustement, coïncidence en temps Δt et BiPonisher, sont indépendantes l'une de l'autre. L'accord observé entre ces deux techniques montre que la composition (α , neutron) des sélections que nous utilisons est sous contrôle.

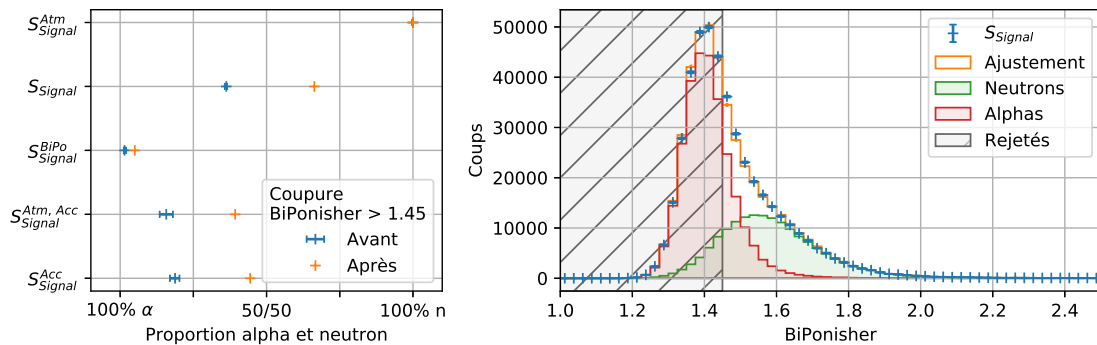


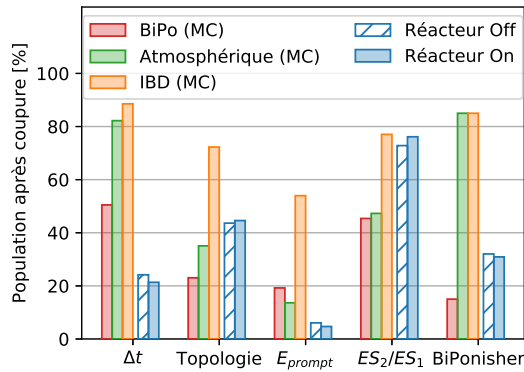
FIGURE 5.17 – Gauche : Proportion alpha/neutron des événements NS pour les différentes sélections étudiées, obtenue par l'ajustement de la variable BiPonisher. Droite : exemple d'ajustement de la variable BiPonisher sur les événements NS composant la sélection S_{Signal} .

5.4.3.1 Sélections appliquées au Monte-Carlo

Afin de comprendre et d'estimer l'effet des coupures de sélection S_{signal} , nous les avons appliquées sur trois échantillons Monte-Carlo :

- Un lot d'IBD généré en utilisant SoLo, SoLidSim et ROSim. Ce dernier offre donc une répartition spatiale et une distribution en énergie réaliste, spécifique au cycle réacteur 03 de 2018.
- Une simulation des cascades BiPo. Cette dernière est répartie de façon homogène dans le détecteur.
- Une simulation d'événements atmosphériques (Atm), comprenant des neutrons rapides provenant de l'atmosphère, ainsi que des neutrons produits par spallation dans le bâtiment réacteur. Le rapport entre les deux contributions étant encore mal maîtrisé, nous avons attribué une probabilité équivalente pour les deux processus.

L'effet de la sélection S_{signal} pour les événements IBD et pour les trois sources de bruit de fond est résumé en figure 5.18. La figure 5.18 présente l'effet individuel des différentes coupures de S_{signal} , sur les échantillons Monte-Carlo ainsi que sur deux journées de prise de données, réacteur On et Off. La coupure en énergie est la plus efficace pour la réduction du nombre de coïncidences. Ceci s'explique par la présence d'un très grand nombre de coïncidences fortuites à basse énergie, spécialement en réacteur On. Le Δt a un effet supérieur sur les données que sur le Monte-Carlo, la simulation n'ayant pas de contribution accidentelle. De manière générale, les coupures présentées ici sont très efficaces contre la contamination BiPo. La réjection des neutrons rapides atmosphériques est plus raisonnable. L'efficacité pour l'IBD, 23,8 %, est faible. Avec une efficacité de détection aux neutrons de l'IBD de $\approx 52\%$, nous attendons 145 $\bar{\nu}_e$ /jour.



	Sélection		
	S_{Signal}	S_{Signal}^{BiPo}	S_{Atm}
IBD	23,8 %	0,2 %	0,9 %
BiPo	0,2 %	0,1 %	0,0 %
Atm	2,4 %	0,1 %	3,4 %

FIGURE 5.18 – Droite : effet individuel des différentes coupures de S_{Signal} . Gauche : Résumé de la proportion d'événements après coupures dans les événements Monte-Carlo pour lesquels des coïncidences ont été reconstruites.

5.4.3.2 Évolution temporelle

La figure 5.21 représente l'évolution temporelle du taux de comptage pour chacune des sélections évoquées précédemment. Nous pouvons voir que le taux moyen par jour fluctue de façon importante. Bien que les sélections S_{Signal}^{BiPo} et S_{Atm} ne semblent pas être impactées par l'état de fonctionnement du réacteur, nous observons un excès très clair pour les deux sélections dédiés aux coïncidences fortuites. Bien que le détecteur ne soit pas sensible aux neutrons du réacteur, le taux de gammas dans le bâtiment réacteur est bien supérieur lorsque le réacteur est allumé. L'augmentation seule du taux d'événements ES suffit à augmenter significativement la probabilité d'associer des événements non-correlés.

Il sera important de prendre en compte ces différences lorsque que nous effectuerons des soustractions entre les différentes sélections et les différentes périodes.

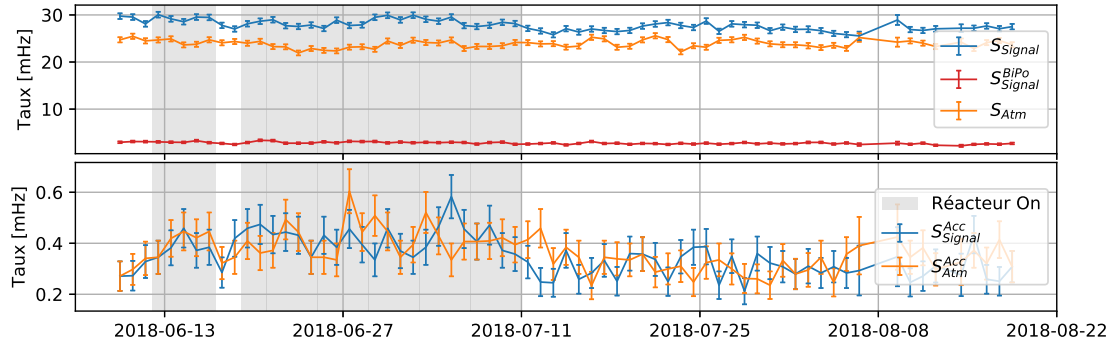


FIGURE 5.19 – Évolution du taux de comptage des différentes sélections en fonction du temps.

5.4.4 Modèles de bruit de fond

Nous allons dans cette partie développer notre modèle de bruit de fond. L'objectif est de pouvoir prédire la contamination de chacun des bruits de fond dans la sélection S_{Signal} lors de la période réacteur On.

Contaminations fortuites

La première étape consiste à soustraire la contribution des coïncidences fortuites dans la sélection S_{Signal} . Cette contamination s'obtient à partir de la sélection 5.9 renormalisée à la longueur des fenêtres en Δt , soit :

$$S_{Signal-Acc} = S_{Signal} - \frac{140}{100} S_{Signal}^{Acc} \quad (5.13)$$

$$(5.14)$$

Cette sélection s'effectuera de la même manière et de façon indépendante pour chacune des périodes réacteur ON et Off.

Contamination BiPo

En second lieu, nous devons soustraire la composante BiPo dans la région S_{Signal} . Pour ce faire, nous utilisons la sélection 5.10 à laquelle nous soustrayons également une contamination due aux coïncidences fortuites, soit :

$$S_{Signal-Acc}^{BiPo} = S_{Signal}^{BiPo} - \frac{200}{100} S_{Signal}^{Acc} \quad (5.15)$$

. Il s'agit ensuite de renormaliser cette contribution à la sélection S_{Signal} . Le facteur de normalisation est déterminé comme étant le rapport entre les nombres d'événements attendus dans chacune des deux fenêtres temporelles. Nous estimons ce facteur en intégrant l'exponentielle décroissante représentant le temps de vie du ^{214}Po sur les fenêtres $[1 : 141] \mu\text{s}$ et $[300 : 500] \mu\text{s}$. Nous faisons ici l'approximation que la bande $S_{Signal-Acc}^{BiPo}$ est entièrement

composée de cascade BiPo⁵ Nous pouvons ainsi construire la quantité $S_{Signal-Acc-BiPo}$, définie selon :

$$S_{Signal-Acc-BiPo} = S_{Signal-Acc} - 2,77 \times S_{Signal-Acc}^{BiPo} \quad (5.16)$$

De même, cette sélection s'effectuera de la même manière et de façon indépendante pour chacune des périodes réacteur ON et Off. Elle représente les coïncidences temporelles $ES-NS$ dans la sélection S_{signal} provenant des neutrons rapides auxquelles s'ajoute les coïncidences IBD en période réacteur On. Le taux de comptage de cette sélection en fonction du temps est représenté sur la figure 5.21.

Contamination atmosphérique

En ce qui concerne la contamination atmosphérique, nous avons développé deux techniques. La première consiste à utiliser la sélection $S_{Signal-Acc-BiPo}$ définie précédemment durant la période réacteur Off. Comme nous l'avons vue partie 5.3.2, le taux de coïncidences induit par les neutrons rapides dépend de la pression atmosphérique et évolue donc avec le temps. Dès lors, la soustraction réacteur Off - réacteur On ne peut s'effectuer qu'après correction de la différence de pression. Pour obtenir cette correction, nous commençons par ajuster l'évolution de $S_{Signal-Acc-BiPo}$ pendant la période réacteur Off avec un polynôme d'ordre 1 dépendant de la pression atmosphérique P_{atm} régnant à l'extérieur de l'enceinte, soit :

$$f(P_{atm}) = a \times P_{atm} + b \quad (5.17)$$

Les données utilisées et l'ajustement sont présentés figure 5.20. Nous obtenons les paramètres $a = -1.42 \times 10^{-4}$ et $b = 1.65 \times 10^{-1}$ pour P_{atm} exprimé en hPa et $f(P_{atm})$ en Hz. Le paramètre a est négatif, reflétant l'anti-corrélation entre la pression atmosphérique et le flux de neutrons rapides au niveau du détecteur.

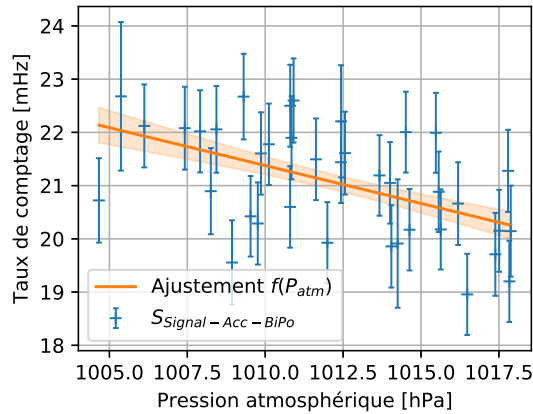


FIGURE 5.20 – Évolution du taux de comptage de la sélection $S_{Signal-Acc-BiPo}$ en fonction de la pression atmosphérique. L'ajustement est réalisé avec un polynôme d'ordre 1.

Ce modèle nous permet d'estimer la contribution atmosphérique à notre sélection $S_{Signal-Acc-BiPo}$ que ce soit en période réacteur Off et On. Le résultat est présenté en figure 5.21. En soustrayant l'ajustement à la sélection $S_{Signal-Acc-BiPo}$, nous voyons déjà

⁵L'impact de cette approximation sera discuté à la fin de ce chapitre.

apparaître un excès significatif et systématique d'événements en période réacteur On, que nous attribuerons aux anti-neutrinos.

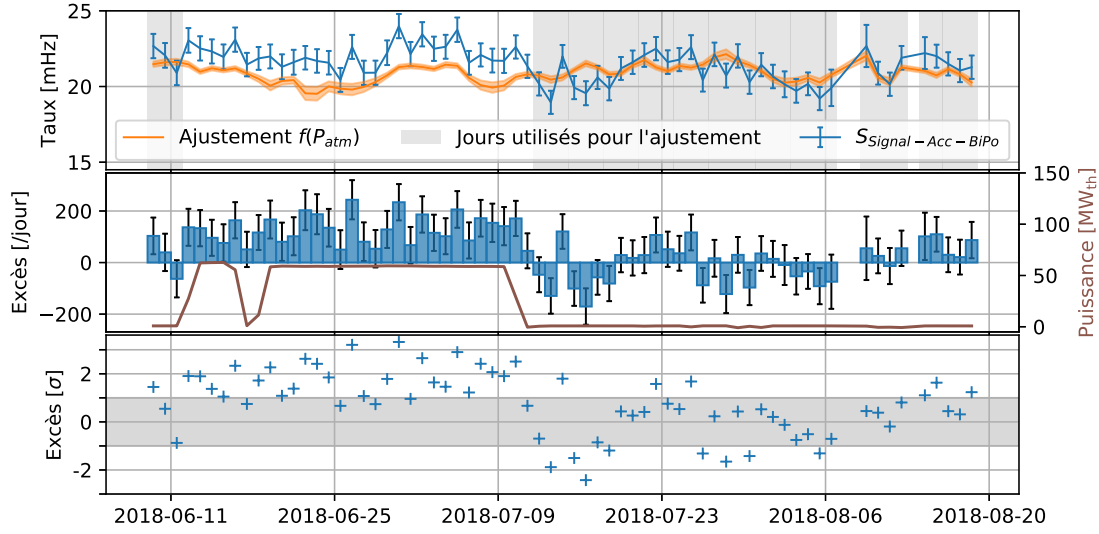


FIGURE 5.21 – Haut : Taux de comptage de la sélection $S_{Signal-Acc-BiPo}$, ajustée par un polynôme d'ordre 1 dépendant de la pression atmosphérique P_{atm} . Le contour d'incertitude est généré en faisant varier le modèle autour de la matrice de covariance de l'ajustement. Centre : Excès ($S_{Signal-Acc-BiPo} - f(P_{atm})$) par jour. La conversion est réalisée sans prendre en compte le temps d'exposition réel par jour. Bas : Significativité de l'excès par jour.

Nous utilisons ensuite $f(P_{atm})$ pour déterminer la différence de contribution totale des événements neutrons rapides entre réacteur On et réacteur Off, en estimant la quantité attendue pour chaque *run* :

$$R_{Signal}^{Atm} = \frac{1}{N_{run}} \sum_{run} f(P_{atm}^{run}) \quad (5.18)$$

$$\chi_{Atm}^{f(P_{Atm})} = \frac{R_{Signal}^{Atm}(\text{Réacteur On})}{R_{Signal}^{Atm}(\text{Réacteur Off})} \quad (5.19)$$

Ce facteur est potentiellement le plus critique. Une mauvaise normalisation lors de la soustraction peut faire apparaître ou faire disparaître l'excès. Pour cette raison, nous utilisons une deuxième technique, cette fois-ci basée sur la bande S_{Atm} définie précédemment (voir partie 5.11). Nous commençons par lui soustraire la contribution de coïncidences fortuites correspondantes :

$$S_{Atm-Acc} = S_{Atm} - \frac{200}{100} S_{Atm}^{Acc} \quad (5.20)$$

Ensuite, en conservant la même approche utilisée avec $f(P_{atm})$, nous intégrons la sélection $S_{Atm-Acc}$ sur les deux périodes réacteur On et réacteur Off, puis nous effectuons le rapport des deux intégrales :

$$R_{Atm} = \frac{1}{N_{run}} \sum_{run} S_{Atm-Acc}^{run} \quad (5.21)$$

$$\chi_{Atm}^{S_{Atm-Acc}} = \frac{R_{Atm}(\text{Réacteur On})}{R_{Atm}(\text{Réacteur Off})} \quad (5.22)$$

La figure 5.22 présente une comparaison de l'évolution temporelle entre $f(P_{atm})$ et $S_{Atm-Acc}$. À un facteur de normalisation près, les deux sont en bon accord. Nous allons dans la suite calculer les deux facteurs de normalisation $\chi_{Atm}^{f(P_{atm})}$ et $\chi_{Atm}^{S_{Atm-Acc}}$ sur les périodes que nous utiliserons pour évaluer précisément l'excès d'événements sur la période réacteur On.

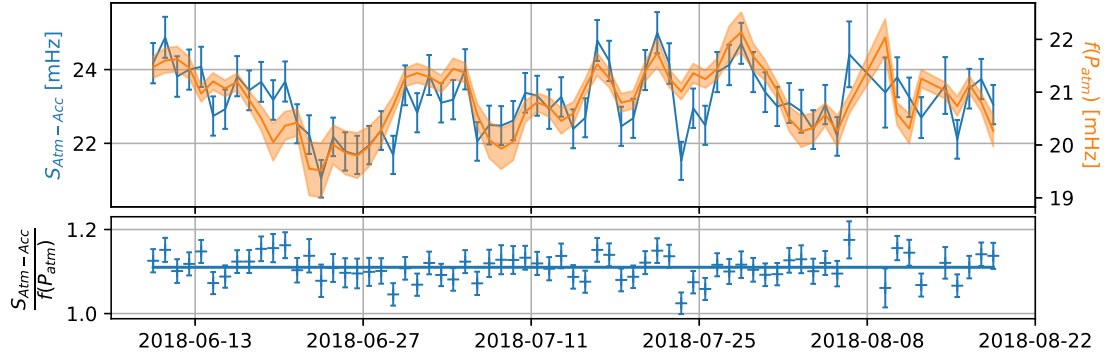


FIGURE 5.22 – Haut : évolution temporelle de la fonction $f(P_{atm})$ ajustée sur $S_{Signal-Acc-BiPo}$ en période réacteur Off, ainsi que de la sélection $S_{Atm-Acc}$. Bas : rapport entre les deux évolutions. La droite bleue indique la valeur moyenne du rapport.

5.4.5 Recherche du Signal Neutrino

Pour cette analyse, nous utiliserons les prises de données effectuées entre le 9 Juin et le 18 Aout 2018. Elle comprend le cycle réacteur On 03/2018, d'une durée de 25 jours et pour lequel le réacteur fonctionnait à une puissance d'environ $60 MW_{th}$. Nous construisons deux échantillons définis selon :

- R_{On} : toutes les journées réacteur On, à l'exception des périodes de transition ou d'arrêt temporaire du réacteur. Cette période est composée du 13 au 15 juin 2019 et du 20 juin au 9 juillet 2019. Au total, nous disposons de 21 jours, et 13 heures de prise de données réacteur On.
- R_{Off} : tous les jours réacteur Off, compris entre le 9 Juin et le 18 Aout, en rejetant les jours de transition On/Off et la période du 7 au 8 Aout au cours de laquelle le détecteur était en maintenance. Cet échantillon représente 34 jours et 12 heures de prise de données réacteur Off.

Pour chacune de ces deux périodes, nous avons appliqué la sélection S_{signal} définie en section 5.4.1. Après coupure, cela représente une statistique cumulée de plus de 53000 coïncidences $ES-NS$ reconstruites en période réacteur On, respectivement 81000 en période réacteur Off (voir tableau 5.2).

La contribution des coïncidences fortuites reste faible, représentant 1085 événements en période On et 1270 en période Off. Le BiPo est aussi une contribution relativement faible, d'environ 5,35 mHz. En prenant en compte la proportion d'événements BiPo survivant aux coupures S_{signal} obtenue sur le Monte-Carlo (0,2%, voir figure 5.18), ce taux de comptage correspond à un taux de cascade dans le détecteur de 2,7 Hz, en accord

avec les valeurs estimées dans la partie 5.2.1.2. Cependant, en raison du faible taux de comptage de la bande S_{Signal}^{BiPo} , qui est renormalisé par un facteur 2,77, la soustraction de la contribution de la cascade BiPo entraîne une augmentation significative de l'incertitude.

Pour chacune de ces deux périodes, nous déterminons les facteurs de normalisation atmosphériques : $\chi_{Atm}^{f(P_{Atm})}$ et $\chi_{Atm}^{S_{Atm-Acc}}$:

$$\chi_{Atm}^{f(P_{Atm})} = 0,975(7) \quad (5.23)$$

$$\chi_{Atm}^{S_{Atm-Acc}} = 0,970(6) \quad (5.24)$$

Les deux facteurs obtenus sont en accord et nous choisissons d'utiliser la moyenne des deux coefficients de normalisation $\chi_{Atm} = 0,972(9)$. Au final, la contribution des neutrons atmosphériques dans la période réacteur On est estimée à 38841 événements, soit 73 % des événements. Nous devons noter l'inflation de l'incertitude induite par la correction χ_{Atm} , qui bien que connue au pourcent près impacte très fortement le résultat final. Nous étudierons la sensibilité de l'excès à ce paramètre à la fin du chapitre.

L'excès de coïncidences en période réacteur On est finalement obtenu à partir de la relation :

$$\text{Excès}_{\text{Ron}} = S_{Signal-Acc-BiPo}(\text{Ron}) - S_{Signal-Acc-BiPo}(\text{Roff}) \times \chi_{Atm} \quad (5.25)$$

Nous obtenons ainsi un excès de 1,60 (30) mHz correspondant à un total de 2983 (556) coïncidences reconstruites, soit une significativité de $5,3\sigma$. Cette sélection grossière permet d'atteindre un rapport signal sur bruit S/B = 1/15. L'excès correspond à environ 138 (26) anti-neutrinos par jour ce qui est en bon accord avec les données Monte-Carlo. En effet, avec environ 1200 interactions neutrinos par jour, une efficacité de détection de 50 % et une efficacité après coupure de 21,4 %, nous attendions ≈ 145 événements IBD reconstruits par jour de prise de données.

Sélection	Taux de comptage [mHz]	Nombre d'événements
S_{Signal} (Ron)	28,55 (12)	53140 (230)
S_{Signal} (Roff)	27,28 (10)	81245 (285)
$S_{Signal-Acc}$ (Ron)	27,97 (13)	52055 (242)
$S_{Signal-Acc}$ (Roff)	26,85 (10)	79975 (298)
$S_{Signal-Acc-BiPo}$ (Ron)	22,06 (19)	41058 (347)
$S_{Signal-Acc-BiPo}$ (Roff)	21,05 (14)	62699 (416)
$S_{Signal-Acc-BiPo}$ (Roff) $\times \chi_{Atm}$	20,46 (23)	38075 (433)
Excès (Ron)	1,60 (30)	2983 (556)

TABLEAU 5.2 – Résumé des taux de comptage et du nombre d'événements à chaque étape de la soustraction. Les valeurs entre parenthèses représentent les incertitudes à 1σ .

Il est important de noter qu'afin de valider la méthode présentée précédemment, nous avons réalisé le même exercice en utilisant cette fois-ci deux périodes réacteur Off. Une

première période du 12 au 28 juillet et une seconde période du 28 juillet au 18 août, pour laquelle nous avons recherché un excès. En utilisant exactement la même méthodologie, la soustraction donne un excès de 0,02 (27) mHz. Ce résultat donne un argument supplémentaire quant à la robustesse de notre sélection IBD.

5.4.6 Signal IBD

La méthodologie de soustraction, précédemment appliquée au taux de comptage de la sélection S_{Signal} , a également été appliquée au spectre en énergie, à la position Z de l'interaction, ainsi qu'aux variables topologiques. Nous pouvons ainsi étudier la distribution de l'excès pour toutes ces variables d'intérêt. La figure 5.23 présente le spectre en énergie et la répartition selon Z des événements avant et après soustraction.

La contribution du BiPo est très importante à faible énergie, mais chute rapidement en raison du $Q_\beta = 3,27$ MeV du ^{214}Bi . Cependant, nous pouvons remarquer qu'il reste quelques événements au dessus de 4 MeV, imputables à la contamination neutron également mesurée avec les ajustements du Δt et du BiPonisher. Comme attendu, les événements atmosphériques sont répartis de façon plus homogène sur la gamme en énergie. La distribution des ces événements selon la direction Z montre une augmentation vers l'arrière du détecteur. En effet, les premiers modules du détecteur bénéficient d'un blindage supplémentaire offert par la piscine du réacteur.

Enfin, nous pouvons extraire les distributions en énergie, en position et en topologie pour notre signal anti-neutrino. Ces distributions sont comparées aux modèles Monte-Carlo (voir figure 5.23 et 5.24). Dans l'ensemble, l'accord avec la simulation est bon. Nous pouvons remarquer quelques tensions quant au spectre en énergie. Toutefois, il est important de noter ici que la simulation de la réponse du détecteur (ROsim) n'est pas encore totalement validée. Des effets comme la non prise en compte des fuites de lumière peuvent notamment impacter cette distribution.

5.4.7 Discussion

L'analyse présentée dans ce chapitre permet donc de faire apparaître un excès d'événements en période réacteur ON. Malgré des fluctuations encore importantes, cet excès d'événements est perceptible à l'échelle de la journée (voir figure 5.25) et atteint 3σ après 3,5 jours de prise de données. En outre, la corrélation avec la puissance du réacteur et le bon accord avec le Monte-Carlo montre que cet excès est compatible avec des interactions IBD prenant place au sein du détecteur.

Cette proto-analyse repose sur des variables simples et des coupures sévères sur les données. À l'heure actuelle, nous sommes donc dominés par une faible efficacité de sélection IBD ($< 25\%$) et un rapport S/B encore trop faible ($\sim 1/15$). Les résultats obtenus sont donc très sensibles à nos modèles de soustraction du bruit de fond. Bien que nos modèles de bruit de fond ont été vérifiés et recoupés par les différentes techniques présentées dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'évolution relative de l'excès d'événements lorsque nous faisons varier arbitrairement ces deux facteurs de correction (BiPo et atmosphérique). Comme illustré en figure 5.25, l'excès d'événements observé en période réacteur On reste robuste même pour des valeurs de correction volontairement exagérées.

Ces résultats préliminaires sont très encourageants. Pour la suite, il s'agira d'améliorer nos techniques d'analyse de manière à maximiser notre efficacité de détection IBD tout en

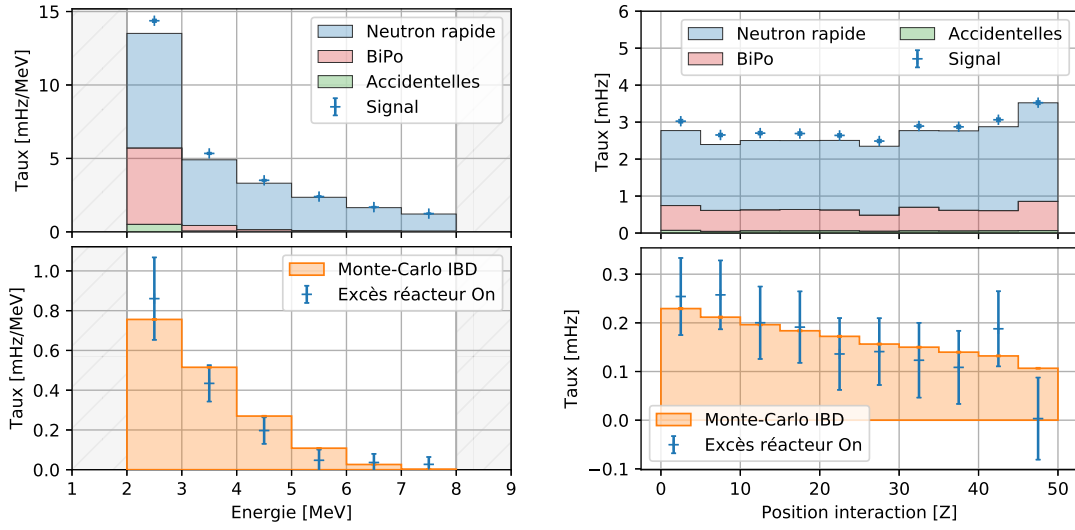


FIGURE 5.23 – Haut : spectre en énergie (gauche) et distribution spatiale (droite) des sélections. "Signal" fait référence à la sélection $S_{Signal-Acc}(Ron)$. "Accidentelles" correspond à la bande S_{Acc} . "BiPo" correspond à la bande $S_{BiPo-Acc}$ renormalisée à son intégrale dans la bande de signal (voir équation 5.16). "Neutron rapide" est la bande $S_{Signal-Acc-BiPo}(Roff)$ renormalisée grâce au facteur χ_{Atm} . Bas : distribution de ces variables pour l'excès, correspondant à "Signal" - "BiPo" - "Neutron rapide" - "Accidentelles". La simulation Monte-Carlo, sur laquelle les mêmes coupures ont été appliquées, représente le taux attendu pour la période étudiée.

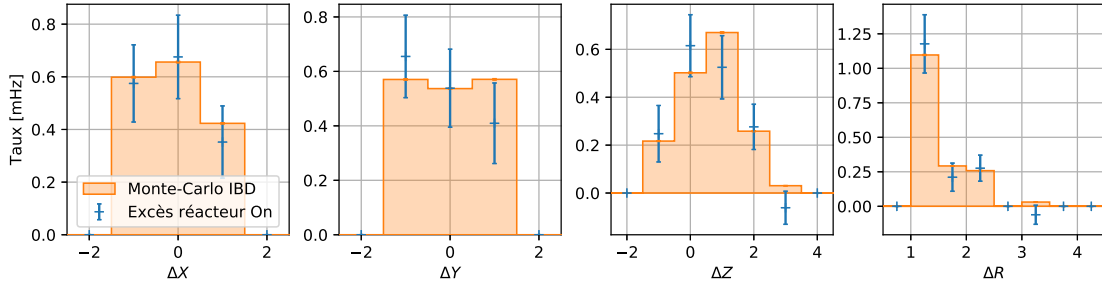


FIGURE 5.24 – Distribution des variables topologiques ΔX , ΔY , ΔZ et ΔR .

augmentant notre rapport S/B à des valeurs proches de l'unité. Plusieurs pistes d'améliorations sont envisagées.

En premier lieu, il sera nécessaire d'améliorer la finesse de notre discrimination neutron-alpha. En effet, nous rejetons à présent les trois cubes dominés par le BiPo ($\Delta X, Y, Z = \{0, 0, 0\}, \{-1, 0, 0\}, \{0, 0, 1\}$), alors que qu'ils représentant 20% des événements IBD. À l'heure actuelle, la variable BiPonisher est affectée par des fluctuations de la ligne de base faisant varier son efficacité de quelques pourcents. Pour l'instant nous l'utilisons donc de manière prudente, avec une même coupure à 1,45 appliquée à toutes les sélections, de manière à ne pas introduire de biais lors de la comparaison de longues périodes temporelles, typiquement réacteur On et Off. À ce titre, un travail au sein de la collaboration est en cours pour introduire des corrections quotidiennes de la ligne de base. Une piste d'améliorations

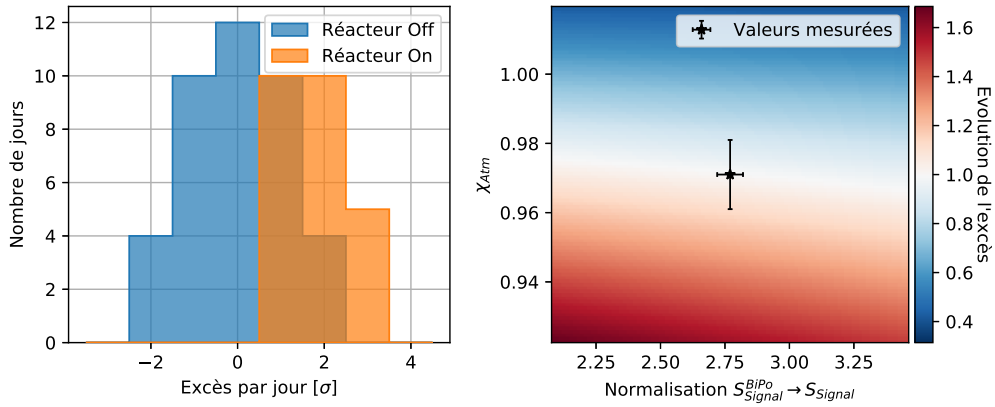


FIGURE 5.25 – Gauche : distribution de l'excès d'événements par jour, pour les périodes réacteur On et réacteur Off (voir figure 5.21). Droite : évolution relative de l'excès d'événements en fonction des corrections appliquées sur la bande BiPo et de la contribution atmosphérique χ_{Atm} .

ration est également envisagée pour la variable BiPonisher avec l'utilisation de plusieurs portes d'intégration.

En ce qui concerne notre rejection du bruit de fond atmosphérique, nous devons utiliser au mieux les informations topologiques contenues dans les données. À l'heure actuelle, nous n'utilisons que la position du cube de plus haute énergie et le volume total de l'événement ES . Nous n'utilisons donc pas toutes les possibilités de reconnaissance que nous procure la segmentation de SoLid (séparation e^\pm seul, $e^\pm + \gamma$, chaîne de protons de recul ...). À terme, la mise en place de techniques d'analyses multi-variées, tout à fait adaptées à la grande dimensionnalité de l'information reconstruite, devrait nous permettre d'atteindre nos objectifs physiques.

Conclusion

Malgré d'énormes progrès expérimentaux, le neutrino demeure une particule qui n'a pas encore dévoilé tous ses secrets. Les anomalies que nous avons présentées dans le premier chapitre de ce manuscrit en sont une illustration. En dehors des considérations théoriques apportées par l'hypothèse de l'existence d'un neutrino stérile, il est à présent primordial pour la physique du neutrino d'obtenir de nouveaux résultats expérimentaux. Les efforts menés par la communauté internationale pour explorer ces tensions avec les modèles et/ou entre les expériences illustrent cette nécessité. Dans le secteur "réacteur" à très courte distance, les premiers résultats publiés ne permettent pas encore de conclure sur l'origine et la significativité de l'"anomalie réacteur". Cela montre clairement la difficulté de ce type de mesures menées au plus près du réacteur et sans blindage naturel conséquent. Dans cette quête, l'expérience SoLid a donc toute sa place. L'utilisation d'une nouvelle technologie auprès d'un réacteur de recherche atypique, devrait nous permettre d'apporter des résultats indépendants et influencés par des erreurs systématiques différentes.

Mon travail de thèse a pris place durant la période au cours de laquelle SoLid est passé de l'état de projet à l'état de détecteur opérationnel. Il faut noter ici le challenge qu'a représenté la construction de ce nouveau type de détecteur, composé de 12800 cellules et de 3200 canaux. À ce titre, nous avons donc développé le robot CALIPSO et la procédure de qualification associée. Ceci nous a permis de vérifier la qualité et l'homogénéité des plans de détection, et de qualifier la réponse neutron et la résolution en énergie avant intégration [70]. Ce fût aussi l'occasion d'acquérir de l'expérience pour le développement des futurs processus de calibration.

L'installation du détecteur à BR2 a été achevée début 2018. La période de "commissioning" nous a permis de comprendre cette fois-ci non pas la réponse du plan, mais la réponse du détecteur dans son conteneur refroidi et dans les conditions de bruit de fond régnant auprès du réacteur BR2. Ce fût le point de départ du développement des algorithmes de reconstruction. Ces derniers ont demandé un effort particulièrement important au vu du grand nombre de canaux et de la nécessité d'opérer à faible amplitude, très proche des seuils et dans des régimes où le bruit thermique est important. Même si une première version fonctionnelle de la reconstruction a été délivrée, le travail réalisé lors de cette thèse a aussi beaucoup porté sur l'architecture de la reconstruction des données, afin de fournir une base évolutive permettant d'expérimenter facilement de nouvelles solutions pour la reconstruction et l'identification des interactions.

La calibration du détecteur a été identifiée comme une tâche complexe bien avant sa construction. Ceci est dû au nombre très important de cellules à calibrer et à la volonté de garder le volume de détection homogène. De même, nous avons mené les études de faisabilité et de dimensionnement du robot CROSS et des sources de calibration. Le niveau de

compréhension actuel permet de maîtriser la réponse du détecteur et d'atteindre le niveau requis pour effectuer une analyse de physique. L'efficacité relative en réponse neutron des plans de détection est contrôlée au niveau du pourcent, ce qui est un résultat remarquable.

La compréhension des bruits de fond de l'expérience s'est aussi développée au fur et à mesure que la réponse du détecteur a été comprise. La contamination en ^{238}U , entraînant un grand nombre de cascade BiPo dans les feuilles de LiF:ZnS, est une spécificité malheureuse de l'expérience SoLid et les variations temporelles de ce bruit de fond n'en facilite pas le traitement. Cependant, la possibilité de faire de la reconnaissance en forme des signaux *NS* offre un technique originale pour analyser ce bruit de fond. La variable développée dans ce manuscrit, le BiPonisher, peut encore gagner en discrimination avec l'amélioration des corrections de la réponse du détecteur. En parallèle, des tests préliminaires indiquent que l'utilisation de méthodes plus complexes pourrait permettre d'améliorer cette discrimination, en se basant notamment sur l'utilisation de réseaux de neurones⁶. Les neutrons rapides atmosphériques sont responsables du deuxième bruit de fond principal de l'expérience. Ce dernier est cette fois-ci commun à toutes les expériences neutrinos "réacteur" à très courte distance. Là où les expériences se basant sur du liquide scintillant peuvent rejeter les protons de recul par l'analyse en forme des signaux, l'expérience SoLid devra jouer sur sa segmentation et sa capacité à reconstruire des topologies complexes.

Finalement, l'analyse neutrino présentée dans ce manuscrit se veut simple. Elle est uniquement basée sur des variables comprises et validées. L'excès d'événements induit par les anti-neutrinos a été clairement identifié. Toutefois, la faible efficacité de sélection neutrino et le rapport signal sur bruit ne permettent pas encore d'atteindre la sensibilité visée. Pour exploiter toute la complexité de l'information disponible dans les données SoLid, il paraît intéressant de se tourner vers des méthodes d'analyses multi-variées bien plus adaptées à des espaces de paramètres très larges. A titre d'exemple, les topologies complexes pourraient être traitées par des méthodes similaires à celles utilisées pour le traitement d'image.

Les deux prochaines années, au cours desquelles le détecteur continuera de prendre des données, seront celles du raffinement de l'analyse et du développement de méthodes sophistiquées. En parallèle du projet SoLid, les autres expériences "réacteur" à très courte distance continuent de prendre des données. En outre, un programme expérimental ambitieux (SBNB, MicroBooNE, ICARUS) prend actuellement place auprès du Booster Neutrino Beam (FermiLab). Nous pouvons donc espérer obtenir de nouvelles contraintes quant à l'existence d'une saveur stérile dans les 3 à 5 prochaines années.

⁶Cette approche se basant sur une interprétation des signaux par la "machine", la variable en développement a été nommé "BiPonator".

Annexe A

Sommaire des réactions induites par les neutrons dans le LiF :ZnS

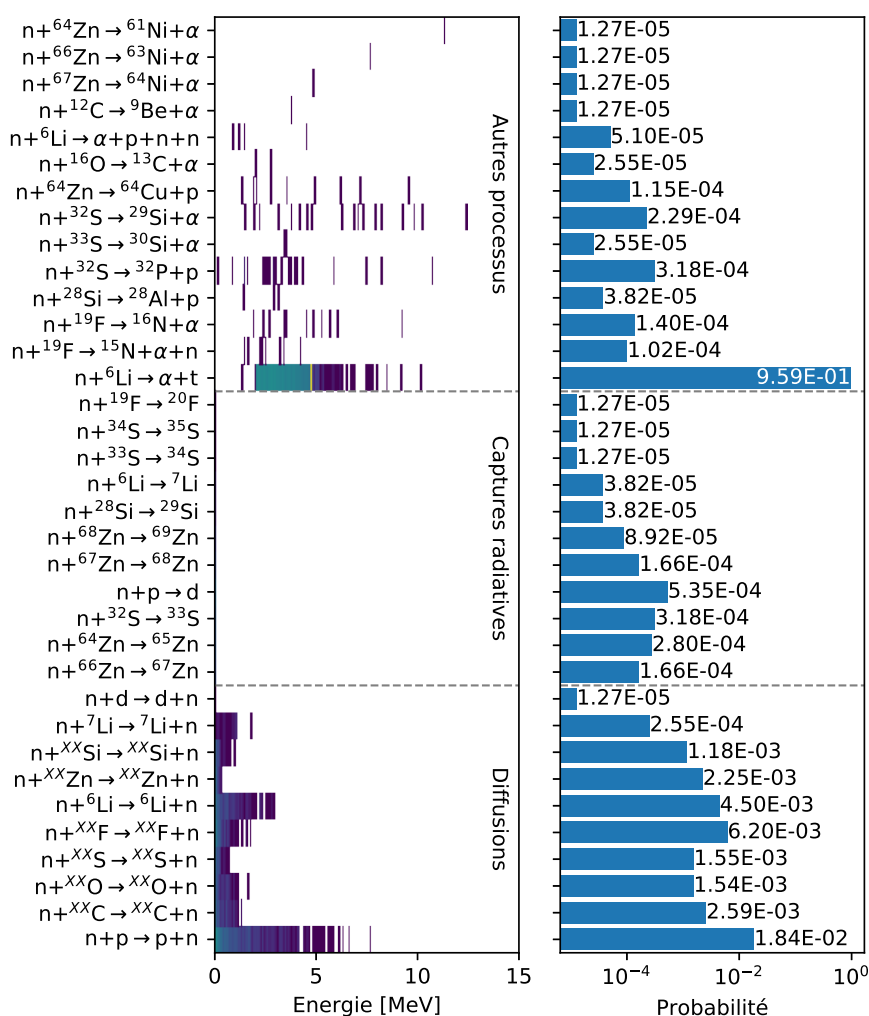


FIGURE A.1 – Dépôts d'énergies associés aux différentes réactions induites par les neutrons dans le LiF :ZnS pour une simulation avec une source d'AmBe au centre du détecteur.

Bibliographie

- [1] H. Becquerel. Sur les radiations émises par phosphorescence. *Compt. Rend. Hebd. Seances Acad. Sci.*, 122(8) :420–421, 1896. [3](#)
- [2] E. Rutherford. Uranium Radiation and the Electrical conduction Produced by it. *Philos. Mag.*, (47) :109, 1899. [3](#)
- [3] J. Chadwick. The intensity distribution in the magnetic spectrum of beta particles from radium (B + C). *Verh. Phys. Gesell.*, 16 :383–391, 1914. [3](#)
- [4] J. CHADWICK. Possible existence of a neutron. *Nature*, 129(3252) :312–312, 1932. [3](#)
- [5] E. Fermi. Tentativo di una teoria dei raggi β . *Il Nuovo Cimento (1924-1942)*, 11(1) :1, 1933. [3](#)
- [6] C. L. Cowan, Jr. et al. Detection of the free neutrino : A confirmation. *Science*, 124 :103–104, 1956. [4](#), [31](#)
- [7] G. Adamov et al. COMET Phase-I Technical Design Report. 2018. [4](#)
- [8] B. Pontecorvo. Electron and Muon Neutrinos. *Sov. Phys. JETP*, 10 :1236–1240, 1960. [Zh. Eksp. Teor. Fiz.37,1751(1959)]. [4](#)
- [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, Jul 1962. [4](#)
- [10] K. Kodama et al. Observation of tau neutrino interactions. *Phys. Lett.*, B504 :218–224, 2001. [5](#)
- [11] J. A. Formaggio and G. P. Zeller. From eV to EeV : Neutrino cross sections across energy scales. *Rev. Mod. Phys.*, 84 :1307–1341, Sep 2012. [6](#)
- [12] D. Z. Freedman et al. The Weak Neutral Current and its Effects in Stellar Collapse. *Annual Review of Nuclear Science*, 27(1) :167–207, 1977. [7](#)
- [13] D. Akimov et al. Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering. *Science*, 357(6356) :1123–1126, 2017. [7](#)
- [14] M. Betti et al. Neutrino physics with the PTOLEMY project : active neutrino properties and the light sterile case. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2019(07) :047–047, jul 2019. [7](#)
- [15] R. Davis et al. Search for neutrinos from the sun. *Phys. Rev. Lett.*, 20 :1205–1209, May 1968. [8](#)

- [16] J. N. Bahcall et al. Solar Neutrino Flux. *APJ*, 137 :344–346, 1963. [9](#)
- [17] M. Cribier et al. Results of the whole gallex experiment. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 70(1) :284 – 291, 1999. Proceedings of the Fifth International Workshop on topics in Astroparticle and Underground Physics. [9](#)
- [18] V. Gavrin et al. Solar neutrino results from sage. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 91(1) :36 – 43, 2001. Neutrino 2000. [9](#)
- [19] Y. Fukuda et al. Study of the atmospheric neutrino flux in the multi-gev energy range. *Physics Letters B*, 436(1) :33 – 41, 1998. [10](#)
- [20] Q. R. Ahmad et al. Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by 8b solar neutrinos at the sudbury neutrino observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 87 :071301, Jul 2001. [10](#)
- [21] Q. R. Ahmad et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the sudbury neutrino observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :011301, Jun 2002. [10](#)
- [22] B. Pontecorvo. Electron and Muon Neutrinos. *Sov. Phys. JETP*, 10 :1236–1240, 1960. [11](#)
- [23] Z. Maki et al. Remarks on the Unified Model of Elementary Particles. *Progress of Theoretical Physics*, 28(5) :870–880, 11 1962. [11](#)
- [24] I. Esteban et al. Global analysis of three-flavour neutrino oscillations : synergies and tensions in the determination of θ_{23} , δ_{cp} , and the mass ordering. *Journal of High Energy Physics*, 2019(1) :106, Jan 2019. [13](#), [15](#), [16](#), [19](#)
- [25] K. Abe et al. Indication of electron neutrino appearance from an accelerator-produced off-axis muon neutrino beam. *Phys. Rev. Lett.*, 107 :041801, Jul 2011. [15](#)
- [26] Y. Abe et al. Indication of reactor $\bar{\nu}_e$ disappearance in the double chooz experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :131801, Mar 2012. [16](#)
- [27] D. Adey et al. Measurement of the electron antineutrino oscillation with 1958 days of operation at daya bay. *Phys. Rev. Lett.*, 121 :241805, Dec 2018. [16](#)
- [28] S. Gariazzo et al. Light sterile neutrinos. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 43(3) :033001, mar 2015. [17](#)
- [29] C. Giunti and M. Laveder. Statistical significance of the gallium anomaly. *Phys. Rev. C*, 83 :065504, Jun 2011. [17](#)
- [30] J. Kostensalo et al. The gallium anomaly revisited. *Physics Letters B*, 795 :542 – 547, 2019. [17](#), [29](#)
- [31] G. Bellini et al. SOX : Short distance neutrino Oscillations with BoreXino. *JHEP*, 08 :038, 2013. [17](#)
- [32] J. Gaffiot et al. Experimental parameters for a cerium 144 based intense electron antineutrino generator experiment at very short baselines. *Phys. Rev. D*, 91 :072005, Apr 2015. [17](#)

- [33] A. Aguilar et al. Evidence for neutrino oscillations from the observation of $\bar{\nu}_e$ appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ beam. *Phys. Rev. D*, 64 :112007, Nov 2001. [18](#)
- [34] A. A. Aguilar-Arevalo et al. Improved search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ oscillations in the minibooone experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 110 :161801, Apr 2013. [18](#)
- [35] G. Mention et al. Reactor antineutrino anomaly. *Phys. Rev. D*, 83 :073006, Apr 2011. [18](#), [19](#), [29](#)
- [36] S. Gariazzo et al. Updated global 3+1 analysis of short-baseline neutrino oscillations. *Journal of High Energy Physics*, 2017(6) :135, Jun 2017. [19](#)
- [37] The Double Chooz collaboration et al. Improved measurements of the neutrino mixing angle θ_{13} with the double chooz detector. *Journal of High Energy Physics*, 2014(10) :86, Oct 2014. [19](#)
- [38] F. P. An et al. Measurement of the reactor antineutrino flux and spectrum at daya bay. *Phys. Rev. Lett.*, 116 :061801, Feb 2016. [19](#)
- [39] J. H. Choi et al. Observation of energy and baseline dependent reactor antineutrino disappearance in the reno experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 116 :211801, May 2016. [19](#)
- [40] F. P. An et al. Evolution of the reactor antineutrino flux and spectrum at daya bay. *Phys. Rev. Lett.*, 118 :251801, Jun 2017. [19](#)
- [41] G. Bak et al. Fuel-composition dependent reactor antineutrino yield at reno. *Phys. Rev. Lett.*, 122 :232501, Jun 2019. [19](#)
- [42] G. Mention et al. Reactor antineutrino shoulder explained by energy scale nonlinearities? *Physics Letters B*, 773 :307 – 312, 2017. [19](#), [20](#), [24](#)
- [43] J. M. Berryman et al. Particle physics origin of the 5 mev bump in the reactor antineutrino spectrum? *Phys. Rev. D*, 99 :055045, Mar 2019. [19](#)
- [44] A. Diaz et al. Where Are We With Light Sterile Neutrinos? 2019. [20](#)
- [45] A. C. Hayes and P. Vogel. Reactor neutrino spectra. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 66(1) :219–244, 2016. [21](#), [22](#)
- [46] F. von Feilitzsch et al. Experimental beta-spectra from ^{239}Pu and ^{235}U thermal neutron fission products and their correlated antineutrino spectra. *Physics Letters B*, 118(1) :162 – 166, 1982. [21](#)
- [47] K. Schreckenbach et al. Determination of the antineutrino spectrum from ^{235}U thermal neutron fission products up to 9.5 mev. *Physics Letters B*, 160(4) :325 – 330, 1985. [21](#)
- [48] A. Hahn et al. Antineutrino spectra from ^{241}Pu and ^{239}Pu thermal neutron fission products. *Physics Letters B*, 218(3) :365 – 368, 1989. [21](#)
- [49] N. Haag et al. Experimental determination of the antineutrino spectrum of the fission products of ^{238}U . *Phys. Rev. Lett.*, 112 :122501, Mar 2014. [22](#), [55](#)
- [50] Y. Gebre et al. Prospects for improved understanding of isotopic reactor antineutrino fluxes. *Phys. Rev. D*, 97 :013003, Jan 2018. [22](#)

- [51] B. R. Littlejohn et al. Impact of fission neutron energies on reactor antineutrino spectra. *Phys. Rev. D*, 97 :073007, Apr 2018. 22
- [52] L. Hayen et al. First forbidden transitions in the reactor anomaly. 05 2018. 22
- [53] T. A. Mueller et al. Improved predictions of reactor antineutrino spectra. *Phys. Rev. C*, 83 :054615, May 2011. 22
- [54] P. Vogel and J. F. Beacom. Angular distribution of neutron inverse beta decay, $\bar{\nu}_e + \vec{p} \rightarrow e^+ + n$. *Phys. Rev. D*, 60 :053003, Jul 1999. 23
- [55] M. Tanabashi et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 98 :030001, Aug 2018. 23
- [56] F. E. Wietfeldt. Measurements of the neutron lifetime. *Atoms*, 6(4), 2018. 23
- [57] Y. J. Ko et al. Sterile neutrino search at the neos experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 118 :121802, Mar 2017. 25, 26, 29
- [58] I. Alekseev et al. DANSS : Detector of the reactor AntiNeutrino based on Solid Scintillator. *Journal of Instrumentation*, 11(11) :P11011–P11011, nov 2016. 26
- [59] I. Alekseev et al. Search for sterile neutrinos at the danss experiment. *Physics Letters B*, 787 :56 – 63, 2018. 27, 29
- [60] A. P. Serebrov et al. The first observation of effect of oscillation in neutrino-4 experiment on search for sterile neutrino. *JETP Letters*, Feb 2019. 27, 29
- [61] H. Almazán et al. The STEREO Experiment. *Journal of Instrumentation*, 121 :251802, 2018. 27
- [62] H. Almazán et al. Sterile neutrino constraints from the stereo experiment with 66 days of reactor-on data. *Phys. Rev. Lett.*, 121 :161801, Oct 2018. 27, 29
- [63] J. Ashenfelter et al. The PROSPECT Reactor Antineutrino Experiment, arXiv :1808.00097. 28
- [64] J. Ashenfelter et al. First search for short-baseline neutrino oscillations at hfir with prospect. *Phys. Rev. Lett.*, 121 :251802, Dec 2018. 28, 29
- [65] J. Ashenfelter et al. Measurement of the antineutrino spectrum from ^{235}U fission at hfir with prospect. *Phys. Rev. Lett.*, 122 :251801, Jun 2019. 28
- [66] Y. Abreu et al. A novel segmented-scintillator antineutrino detector. *JINST*, 12(04) :P04024, 2017. 32, 51
- [67] Y. Abreu et al. Performance of a full scale prototype detector at the BR2 reactor for the SoLid experiment. *Journal of Instrumentation*, 13(05) :P05005, may 2018. 32, 51, 60, 72, 73
- [68] Hamamatsu. Mppc s12572-025, -050,-100c/p. *Datasheet*. Available at <https://seltokphotonics.com/upload/iblock/118/1186141f87bc6da48efe2c465195e38d.pdf>. 37, 38
- [69] Y. Abreu et al. Optimisation of the scintillation light collection and uniformity for the SoLid experiment. *Journal of Instrumentation*, 13(09) :P09005, sep 2018. 41

- [70] Y. Abreu et al. Development of a quality assurance process for the SoLid experiment. *Journal of Instrumentation*, 14(02) :P02014, feb 2019. [42](#), [44](#), [46](#), [49](#), [72](#), [149](#)
- [71] SCK-CEN BR2 Website. <https://www.sckcen.be/en/Research/Infrastructure/BR2>. [50](#)
- [72] S. Agostinelli et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250 – 303, 2003. [53](#)
- [73] J. Granada et al. Thermal neutron cross section and transport properties of polyethylene. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 261(3) :573 – 578, 1987. [54](#)
- [74] E. Mendoza et al. New standard evaluated neutron cross section libraries for the geant4 code and first verification. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 61(4) :2357–2364, Aug 2014. [54](#)
- [75] ISO. Reference neutron radiations - part 1 : Characteristics and methods of production. Technical report, 02 2001. [54](#), [89](#), [90](#)
- [76] M. Guan et al. A parametrization of the cosmic-ray muon flux at sea-level. 2015. [54](#)
- [77] M. S. Gordon et al. Measurement of the flux and energy spectrum of cosmic-ray induced neutrons on the ground. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 51(6) :3427–3434, Dec 2004. [54](#)
- [78] J. Muiden. Determination of the accuracy and precision of BR2. *SoLid internal note*, doc-db :256, 2016. [55](#)
- [79] MCNPX, Version 2.7.0, LANL, LA-UR-11-02295. April, 2010. MCNP6, Version 6.1.1beta, LANL, LA-CP-14-00745, Rev. 0, June, 2014. <https://mcnp.lanl.gov>. [55](#)
- [80] F. X Gallmeier et al. The CINDER 90 transmutation code package for use in accelerator applications in combination with mcnp. *ICANS XIX*, 03 2010. [55](#)
- [81] S. Kalcheva et al. Reactor Core Simulations for Determination of the Antineutrino Spectrum for the SoLid Experiment at BR2 Reactor. *Proceedings*, M&C 2017 :April 16–20, 2017, Jeju, South Korea. [55](#), [56](#)
- [82] K. Schreckenbach et al. Absolute measurement of the beta spectrum from ^{235}U fission as a basis for reactor antineutrino experiments. *Phys. Lett. B*, 99 :251–256, 1981. [55](#)
- [83] K. Schreckenbach et al. Determination of the antineutrino spectrum from ^{235}U thermal neutron fission products up to 9.5 MeV. *Phys. Lett. B*, 160 :325–330, 1985. [55](#)
- [84] A. A. Hahn et al. Antineutrino spectra from ^{241}Pu and ^{239}Pu thermal neutron fission products. *Phys. Lett. B*, 218 :365–368, 1989. [55](#)
- [85] P. Huber. Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors. *Phys. Rev. C*, 84 :024617, 2011. [55](#)
- [86] T. A. Mueller et al. Improved predictions of reactor antineutrino spectra. *Phys. Rev. C*, 83 :054615, May 2011. [55](#), [56](#)

-
- [87] M. Fallot et al. New Antineutrino Energy Spectra Predictions from the Summation of Beta Decay Branches of the Fission Products. *Phys. Rev. Lett.*, 109 :202504, 2012. [56](#)
- [88] MURE, MCNP utility for reactor evolution (2009), O. Meplan. Tech. Rep. LPSC 0912 and IPNO-09-01 (2009). <http://www.nea.fr/tools/abstract/detail/nea-1845>. [56](#)
- [89] P. Vogel. Analysis of the antineutrino capture on protons. *Phys. Rev. D*, 29 :1918, 1984. [56](#)
- [90] P. Vogel and J. F. Beacom. The angular distribution of the reaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. *Phys. Rev. D*, 60 :053003, 1999. [56](#)
- [91] Y. Abreu et al. Commissioning and Operation of the Readout System for the SoLid Neutrino Detector. 2018. [61](#)
- [92] A. P. Dempster et al. Maximum likelihood from incomplete data via the em algorithm. *Journal of the Royal Statistical Society. Series B (Methodological)*, 39(1) :1–38, 1977. [84, 85](#)
- [93] G. Zeng. *Medical image reconstruction : A conceptual tutorial*. 01 2010. [84](#)
- [94] A. Simón et al. Application and performance of an ML-EM algorithm in NEXT. *Journal of Instrumentation*, 12(08) :P08009–P08009, aug 2017. [84](#)
- [95] M. Chadwick et al. ENDF/B-VII.1 Nuclear data for science and technology : Cross sections, covariances, fission product yields and decay data. *Nuclear Data Sheets*, 112 :2887–2996, 2011. [88](#)
- [96] V. Pestel. Etude théorique, pratique et dimensionnement des dispositifs de calibration neutron pour l'expérience SoLid. *Mémoire de Master 2, Université de CAEN*, 2016. [88](#)
- [97] National Physical Laboratory website. <https://www.npl.co.uk>. [89](#)
- [98] J. Terrel. Prompt neutrons from fission, review paper. *Physics and Chemistry of Fission*, II :p.3, 1965. [89](#)

Détection de neutrinos auprès du réacteur BR2 : analyse des premières données de l'expérience SoLid

Résumé

L'expérience SoLid (Search for Oscillations with a Lithium-6 detector) mesure le flux d'anti-neutrino à proximité d'un réacteur de recherche (BR2, SCK • CEN, Belgique). Le premier objectif est de sonder l'anomalie "réacteur" et de tester l'hypothèse de l'existence de neutrino(s) stérile(s) "léger(s)" ($\Delta m^2 \approx 1 \text{ eV}^2$). En second lieu, la mesure du spectre en énergie des neutrinos induit par la fission de l'uranium 235 offrira de nouvelles contraintes. Le détecteur d'une masse de 1,6 tonne, segmenté en 12800 cubes de détection de $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$, repose sur une nouvelle technologie basée sur l'utilisation de deux scintillateurs (PVT et ZnS) lus par des MPPCs.

Après une mise en contexte de l'expérience et une description détaillée du détecteur, ce manuscrit décrit la procédure mise en place pour caractériser ce dernier lors de sa construction. La reconstruction des données et l'identification des interactions seront ensuite présentées. La partie suivante décrit les procédures de calibration du détecteur, se focalisant tout particulièrement sur l'évaluation de l'efficacité de détection neutron. Enfin sera décrit une première analyse permettant de valider la compréhension du bruit de fond et d'extraire le signal anti-neutrino.

Mots clés : SoLid, anti-neutrino, neutrino stérile, anomalie réacteur, oscillations de neutrinos, courte distance, calibration, reconstruction des données, bruits de fond

Neutrino detection close to BR2 reactor : analysis of SoLid experiment first data

Abstract

SoLid (Search for Oscillations with a Lithium-6 detector) is a very short baseline ($<10 \text{ m}$) "reactor anti-neutrino" experiment which takes data at the BR2 nuclear reactor (SCK • CEN, Belgium). The first goal is to probe the "reactor" anomaly and to test the hypothesis of the existence of "light" sterile neutrino(s) ($\Delta m^2 \approx 1 \text{ eV}^2$). Secondly, the measurement of the neutrino energy spectrum induced by the fission of ^{235}U will provide new constraints. The 1.6 ton detector, segmented into 12800 detection cells of $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$, is based on a new technology using two scintillators (PVT and ZnS) read by MPPCs.

After contextualizing the experiment and describing the detector, this manuscript describes the procedure to characterize the detector during its construction. Then, data reconstruction and events identification will be presented. The following part describes the calibration procedures, focusing on the evaluation of neutron detection efficiency. Finally, a first analysis will validate the understanding of backgrounds and will extract the anti-neutrino signal.

Key words : SoLid, anti-neutrino, sterile neutrino, reactor anomaly, neutrino oscillation, short baseline, calibration, data reconstruction, background