HAL
open science

Recherche de la nature du neutrino via la décroissance double bêta sans émission de neutrinos : Caractérisation et optimisation du calorimètre SuperNEMO et impact sur la recherche de la décroissance du 82Se : Développement du premier prototype LiquidO

Axel Pin

To cite this version:

Axel Pin. Recherche de la nature du neutrino via la décroissance double bêta sans émission de neutrinos : Caractérisation et optimisation du calorimètre SuperNEMO et impact sur la recherche de la décroissance du 82Se : Développement du premier prototype LiquidO. Astrophysique [astro-ph]. Université de Bordeaux, 2020. Français. NNT : 2020BORD0277 . tel-03149593

HAL Id: tel-03149593

https://theses.hal.science/tel-03149593

Submitted on 23 Feb 2021

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.

Thèse

présentée à

l'université de Bordeaux

École doctorale des sciences physiques et de l'ingénieur

par

Axel PIN

pour obtenir le grade de

Docteur

spécialité

ASTROPHYSIQUE, PLASMA ET NUCLÉAIRE

Recherche de la nature du neutrino via la décroissance double bêta sans émission de neutrinos.

Caractérisation et optimisation du calorimètre SuperNEMO et impact sur la recherche de la décroissance du ^{82}Se.

Développement du premier prototype LiquidO.

Soutenue le 16 Décembre 2020 devant la commission d'examen formée de :

M. M. BONGRAND	Chargé de Recherche, CNRS	Examinateur
M. E. CHAUVEAU	Chargé de Recherche, CNRS	Co-encadrant de thèse
M. M. CHEN	Professeur, Queens University	Examinateur
M. P. COYLE	Directeur de Recherche, CNRS	Rapporteur
Mme. I. GIL-BOTELLA	Directrice de Recherche, CIEMAT	Rapporteuse
M. S. GREVY	Directeur de Recherche, CNRS	Président du jury
Mme. C. MARQUET	Directrice de Recherche, CNRS	Directrice de thèse

Résumé

L'étude de la décroissance double bêta sans émission de neutrino ($\beta\beta0\nu$) est aujourd'hui le seul moyen de déterminer quelle est la nature du neutrino. Dans le but de détecter cette décroissance qui prouverait la nature de Majorana du neutrino, le détecteur SuperNEMO est en phase de mise en route au Laboratoire Souterrain de Modane. A l'aide de sa technologie unique associant un calorimètre pour la mesure de l'énergie et du temps de vol des particules, et un trajectographe pour identifier les particules et reconstruire leur trajectoire, SuperNEMO vise une sensibilité sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{82}Se par échange de neutrino léger V-A de 10^{26} ans (soit une masse effective du neutrino de 50 meV). La technique permet aussi de rechercher le mécanisme de nouvelle physique mis en jeu et l'étude de décroissances vers les états excités du noyau fils.
Ce travail de thèse a porté sur l'amélioration de la modélisation de la réponse du calorimètre de SuperNEMO en prenant en compte l'ensemble des processus non linéaires de production de lumière (Birks, Cerenkov) ainsi que l'effet de collection géométrique des photons dans les modules optiques (association d'un scintillateur plastique et d'un photomultiplicateur (PM)) du calorimètre. Cette étude basée sur des simulations optiques avec le logiciel GEANT4 a permis de produire des facteurs correctifs sur l'énergie déposée par les particules pour l'ensemble des modules optiques de SuperNEMO. L'impact de ces corrections sur la sensibilité du détecteur à la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{82}Se vers les états excités du noyau fils a ensuite été étudié. Des études de caractérisation de la réponse du calorimètre avec les premières données du détecteur ont également été réalisées, notamment sur l'évolution des gains des PM et leur uniformisation.
En parallèle, des travaux de Recherche et Développement ont été menés dans le cadre du projet LiquidO afin d'étudier la faisabilité d'une nouvelle génération d'expériences double bêta à l'aide d'un nouveau scintillateur liquide opaque. Des premières mesures avec faisceau d'électrons complétées par des simulations optiques ont permis une première validation de cette nouvelle approche calorimétrique.

Mots clés :

Neutrino, scintillateur, photomultiplicateur, analyses de données, simulations, calorimétrie.

Abstract

The search for neutrinoless double-beta decay ($\beta\beta0\nu$) is currently the only known way of determining the nature of the neutrino. The SuperNEMO detector aims to detect this decay, which would prove the neutrino's Majorana nature. It is currently in its commissioning phase at the Laboratoire Souterrain de Modane. Thanks to its unique technology - which combines a calorimeter to measure particles' energies and times of flight, and a tracker to identify particles and reconstruct their trajectories - SuperNEMO aims to reach a sensitivity of 10^{26} years (corresponding to an effective neutrino mass of 50 meV) for the $\beta\beta0\nu$ half-life of ^{82}Se, through V-A light neutrino exchange. This technique also allows a search for new physics mechanisms, and the study of decays to excited states of the daughter nucleus.
The work documented in this thesis contributes to improved modelling of the SuperNEMO calorimeter's response, by taking into account nonlinear light-production effects (Birks, Cerenkov), as well as geometrical effects on the photon-collection efficiency of the optical modules (an assembly consisting of a plastic scintillator block and a photomultiplier tube (PMT)) that make up the calorimeter. This study, which is based on a GEANT4 optical simulation, generated correction factors to be used when reconstructing the energy deposited by particles in SuperNEMO's optical modules. In addition, the impact of these corrections

on the detector's sensitivity to $\beta\beta0\nu$ from ^{82}Se to excited states of its daughter nucleus was studied. Using SuperNEMO's initial data, characterisation studies of the calorimeter response were performed, with a focus on the evolution and equalisation of PMT gains.
In parallel, R&D work on the LiquidO project was carried out, to study the feasibility of a next-generation double-beta decay experiment using a new opaque liquid scintillator. The first measurements with an electron beam, completed by optical simulations, allowed an initial validation of this new calorimetric approach.

Key words :

Neutrino, scintillator, photomultiplicator, data analysis, simulations, calorimetry.

Remerciements

Je souhaite tout d'abord adresser mes remerciements aux membres du jury.
Stéphane, que j'ai connu pour la première fois en Master 1 lors d'une interview sur le métier de chercheur, que j'ai cotoyé pendant ces trois années, notamment pendant les excursions "cantine" et qui a finalement été président de mon jury.
Inès et Paschal, mes rapporteurs, et Mark, qui malgré leur affinité plus forte avec l'anglais, ont accepté de faire partie du jury de cette thèse en français. Je regrette juste que les conditions sanitaires ne leur aient pas permis de faire le déplacemment jusqu'à Bordeaux.
Mathieu, avec qui j'ai beaucoup travaillé et apprécié de travailler, sur SuperNEMO et LiquidO, en réunion de collaboration comme en visio, malgré ses abus de pouvoir à Modane (il m'a forcé à faire la vaisselle tous les jours).

Un immmeeeeennnnnnnssse merci à Christine et Manu, les chefs, pour ces trois années de folie. Je me rappelle du temps où vous étiez encore Mme Marquet et Mr Chauveau (c'est loin) ! Vous avez toujours été dispos pour moi, même quand vous étiez pas dispos avec l'HDR, les voyages à Modane, et tout le reste. Vous m'avez laissé la liberté de faire ce qui me plaisait pendant ces trois ans et je vous en remercie. Je me suis éclaté avec vous, dans le travail mais aussi en dehors.

Je remercie tous les membres du CENBG pour votre accueil au laboratoire où j'ai passé tant de temps (pour un non-permanent soit-dit). J'ai fait tous mes stages au labo, L3, M1 et M2, une option de spécialisation et la thèse, à tel point que pour certains je faisais même partie des meubles. C'était super cool de pouvoir travailler dans ce labo où tout le monde est à l'écoute et disponible pour échanger, où l'on peut passer à l'improviste dans n'importe quel groupe ou service et avoir un coup de main immédiat. Bises à tous (même si c'est pas COVID) !

Je remercie plus particulièrement les membres du groupe *Neutrinos* :
Michel "Mich-Mich", toujours de bonne humeur, toujours de bonne compagnie, toujours disponible, serviable, agréable et motivé ! Ca a été un vrai plaisir de travailler avec toi. Encore merci pour toutes les heures qu'on a passé à discuter dans ton bureau et tes relectures du manuscrit. A très bientôt j'espère. Et prends soin de Jackie.
Fred, qui a d'abord été mon prof et mon contact dans le groupe neutrino. C'est grâce à lui finalement que j'ai pu débuter mon aventure dans le groupe. J'ai beaucoup apprécié tes jeux de mots alambiqués (on peut citer le Haas-Hall) et ta bonne humeur permanente.
Cédric, pour tous tes conseils et tes connaissances sur les aspects expérimentaux qui m'ont débloqué pas mal de situations.
Cécile et Anselmo, pour leur soutien notamment dans la phase finale de la thèse et au cours des répétitions pour l'oral.
Fabrice, dévenu directeur du laboratoire, toujours à l'écoute et qui m'a soutenu tout au long de ces trois années. Merci pour ton accueil au laboratoire, pour ta générosité et ton soutien aux non-permanents. J'espère que l'on pourra partager le tant-attendu tiramisu de Paola ensemble prochainement.
Jocelyn, qui a été pendant un temps membre du groupe, pour toutes les discussions boulot et toutes les discussions lunaires qu'on a eu, au café comme à la cantine.
Clément, doctorant (bientôt Docteur) du groupe avec qui j'ai commencé et terminé cette thèse. Merci pour toutes les discussions d'analyses qu'on a pu avoir (je sais maintenant que bin=0). Je compte sur toi pour pas m'oublier à ta soutenance !
Vincent, qui m'a initié à l'escalade et aux pâtes faites maison. Nos discussions dans le bureau ou autour d'un café vont me manquer, comme nos sorties cèpes.

Xalbat, qui prend le relai. Bon courage et amuse-toi bien pendant ces trois ans. N'oublie pas de tenir le compte du nombre de fois ou tu te seras fait virer.

Un grand merci aux membres du LabCom Arnaud, Jean et Thibaud. Heureusement qu'Arnaud est resté dans les locaux du labo pour m'expliquer tout ce que j'avais pas compris dans son travail de thèse et merci à lui d'avoir pris le temps de me répondre bien qu'il était membre d'une entreprise pour qui le temps, c'est de l'argent (merci de ne pas m'avoir facturé les 30000). Merci aussi à Jean et Thibaud pour nos discussions physique et technique qui m'ont permis d'avancer sur mes manips et pour nos discussions moins savantes.

Merci aussi aux autres non-permanents du labo, Audric, Julien, Antoine, Federica, Victoria, Emmanuel, Arnaud, ... avec qui j'ai passé de bons moments. Je regrette qu'ils n'aient pas pu être plus nombreux. Bonne continuation à vous avec vos thèses et vos concours.

Merci aux collaborations SuperNEMO et LiquidO pour votre accueil et votre bonne humeur. J'ai beaucoup apprécié de travailler avec les membres de ces collabs qui m'ont fait découvrir tous les aspects de la physique du neutrino (théorie, électronique, codes, ...). C'était super fun de faire partie de ces petites collaborations (pour la thématique) à taille humaine où il est possible de connaître et de discuter avec tous les membres.

Impossible d'oublier Cloé, Hichem et Christophe. Je ne dirai ici que des mots gentils sur eux parce qu'ils ont trop de dossiers ... On forme une sacrée bande, efficace dans le travail et pas les derniers pour faire la fête. Que de souvenirs : Cloé qui, dès le premier repas a accroché son manteau à la déco du resto, Hichem qui a fait croire a Cloé que j'avais un fils (elle m'en a voulu de pas lui avoir dit) et Christophe ayant fait son coming-out à la conf neutrino. Je vous aime les copains !

Enfin, je remercie ma famille pour leur soutien indéfectible. Ils ont été nombreux à suivre la soutenance (bravo à eux).
Des remerciements particuliers s'imposent à mes parents et mon frère qui m'ont toujours soutenu dans tous mes projets et qui se sont bien occupés de moi, en particulier pendant la rédaction (merci pour les bons petits plats et les séances d'abdos).
Pour terminer, je remercie ma chérie Emilie avec qui je vis depuis sept ans déjà et qui a toujours été présente à mes côtés. C'est agréable de pouvoir partager les joies et les peines de la thèse avec quelqu'un qui connait et comprend ce que c'est. Si j'en suis là c'est grâce à toi.

Table des matières

Introduction **1**

1 La physique du neutrino **3**
1.1 Historique . . . 3
1.2 Le neutrino dans le Modèle Standard . . . 5
1.2.1 Le Modèle Standard de la physique des particules . . . 6
1.2.2 Description du neutrino . . . 9
1.3 Limitations du Modèle Standard . . . 10
1.3.1 Phénomène d'oscillation . . . 10
1.3.2 Origine de la masse . . . 14
1.3.3 Mesures de masse . . . 18
1.3.4 Neutrino stérile . . . 20
1.4 Le neutrino de Majorana . . . 21
1.4.1 Origine de l'asymétrie matière-antimatière dans l'univers . . . 21
1.4.2 Décroissances double bêta . . . 23

2 Description du démonstrateur de SuperNEMO **33**
2.1 Description du démonstrateur . . . 34
2.2 Feuilles sources émettrices $\beta\beta0\nu$ . . . 35
2.2.1 Choix de l'isotope et de la géométrie . . . 35
2.2.2 Enrichissement, purification et production des feuilles sources . . . 36
2.3 Trajectographe . . . 38
2.3.1 Géométrie . . . 38
2.3.2 Composition du gaz . . . 39
2.3.3 Reconstruction des traces . . . 40
2.3.4 Performances attendues . . . 40
2.4 Calorimètre . . . 41
2.4.1 Géométrie . . . 41
2.4.2 Étalonnages . . . 41
2.4.3 Performances . . . 44
2.5 Blindage . . . 45
2.6 Radiopureté des matériaux . . . 45
2.6.1 Détecteur BiPo . . . 46
2.6.2 Chambre d'émanation de radon . . . 47
2.6.3 Détecteurs HPGe . . . 48
2.7 Stratégie de déclenchement . . . 48
2.8 Électronique d'acquisition . . . 48
2.9 Bruit de fond de l'expérience . . . 50
2.9.1 Bruit de fond interne . . . 50
2.9.2 Bruit de fond externe . . . 51

3 Développement de corrections optiques pour le calorimètre de SuperNEMO 55
3.1 Modules optiques . . . 55
3.1.1 Scintillateur . . . 55
3.1.2 Photomultiplicateur . . . 59
3.2 Outils utilisés pour la modélisation optique . . . 61
3.2.1 Spectromètre à électrons . . . 61
3.2.2 Simulation optique . . . 63
3.3 Modélisation de la réponse en énergie . . . 69
3.3.1 Effets géométriques . . . 69
3.3.2 Effet Cerenkov . . . 81
3.3.3 Effet Birks . . . 84
3.3.4 Non-linéarités en charge . . . 92

4 Analyse des données de caractérisation du calorimètre 95
4.1 Intégration du calorimètre au Laboratoire Souterrain de Modane . . . 95
4.1.1 Câblage des modules optiques . . . 96
4.1.2 Étanchéité au gaz du détecteur . . . 99
4.2 Mise en route du calorimètre . . . 100
4.2.1 Signaux délivrés par les photomultiplicateurs . . . 101
4.2.2 Modules optiques fonctionnels et défectueux . . . 102
4.2.3 Taux de comptage . . . 103
4.3 Étude du gain des modules optiques . . . 106
4.3.1 Égalisation du gain des modules optiques . . . 106
4.3.2 Sensibilité de la méthode au temps mort . . . 113
4.3.3 Suivi de l'évolution des gains dans le temps . . . 115
4.4 Étalonnage en énergie . . . 118
4.4.1 Méthode d'étalonnage . . . 118
4.4.2 Validation de l'étalonnage . . . 120
4.4.3 Validation du modèle optique . . . 122

5 Études de sensibilité du démonstrateur de SuperNEMO 125
5.1 Simulation et analyse de SuperNEMO . . . 126
5.1.1 Simulation des évènements . . . 126
5.1.2 Reconstruction des évènements . . . 127
5.1.3 Module d'étalonnage en énergie du calorimètre . . . 129
5.2 Études de sensibilité du démonstrateur sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{82}Se, du ^{96}Zr et du ^{150}Nd . . . 129
5.2.1 Sélection des évènements . . . 131
5.2.2 Sélection de la région d'intérêt en énergie . . . 134
5.2.3 Sensibilité du démonstrateur à la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{82}Se . . . 134
5.2.4 Sensibilité du démonstrateur à la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{96}Zr . . . 137
5.2.5 Sensibilité du démonstrateur à la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{150}Nd . . . 139
5.2.6 Comparaison des sensibilités sur la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{82}Se, ^{96}Zr et ^{150}Nd . . . 141
5.3 Étude de la sensibilité du démonstrateur à la demi-vie de la décroissance $\beta\beta2\nu$ du ^{82}Se vers l'état excité 2_2^+ du ^{82}Kr . . . 142
5.3.1 Sélections préliminaires . . . 143
5.3.2 Optimisation des sélections . . . 147

6 Première preuve de principe du projet LiquidO **155**
6.1 Le projet LiquidO 156
6.1.1 Principe général 156
6.1.2 Scintillateur et confinement de la lumière 157
6.1.3 Collection et détection de la lumière 159
6.1.4 Identification des particules 164
6.1.5 Potentiel pour la physique du neutrino 165
6.2 Étude des données du prototype μLiquidO 176
6.2.1 Description du prototype μLiquidO 176
6.2.2 Distributions du nombre de photons collectés 177
6.2.3 Caractérisation des nouveaux scintillateurs NoWaSH 182
6.2.4 Simulation optique de μLiquidO 185
6.3 Prototype Mini-LiquidO 190
6.3.1 Dispositif expérimental 190
6.3.2 Simulation optique de Mini-LiquidO 191

Conclusion **195**

Table des figures

1.1 Comparaison de la largeur invisible du Z^0 mesurée par le LEP avec les prédictions théoriques dans le cas de l'existence de deux, trois et quatre saveurs de neutrinos. . . . 4

1.2 Flux de neutrinos sur Terre en fonction de leur énergie selon leur origine [1]. 6

1.3 Diagrammes d'ordres des masses dans le cas de l'ordre normal (gauche) et inverse (droite). Les couleurs représentent le mélange des états de saveur électronique (vert), muonique (bleu) et tauique (rouge) de chaque état de masse. 15

1.4 Mécanisme de la balançoire où le neutrino gauche léger (rouge) est d'autant plus léger que le neutrino droit massif (bleu) est lourd. La masse de Dirac m_D (vert) sert de point pivot. 17

1.5 Spectre théorique en énergie de la décroissance β^- du tritium (gauche) et zoom sur la fin du spectre (droite). La courbe rouge présente l'allure du spectre attendue pour un neutrino sans masse et la courbe bleue montre la distorsion qu'implique une masse du neutrino de 1 eV. La zone grisée correspond à la proportion d'évènements d'énergie supérieure à Q_β-1 eV. 18

1.6 Fluctuations du fond diffus cosmologique mesurées par le satellite Planck [2]. 20

1.7 Masse effective du neutrino de Majorana en fonction de la masse du neutrino le plus léger selon que l'ordre des masses est normal (NO, en rouge), inverse (IO, en vert) ou dégénéré (recouvrement des bandes). Les régions plus foncées correspondent à l'intervalle à 1 σ, celles plus claires correspondent à l'intervalle à 3 σ. 21

1.8 Diagramme de Feynman de la décroissance double bêta avec émission de neutrinos (a) et schéma de décroissance d'un noyau émetteur $\beta\beta$. 24

1.9 Diagramme de Feynman de la décroissance double bêta sans émission de neutrino (a) et spectres théoriques de l'énergie somme des électrons des décroissances double bêta avec et sans émission de neutrinos (b). 25

1.10 Éléments de matrice nucléaire en fonction de l'isotope calculés selon différents modèles nucléaires [3]. 28

1.11 Valeurs effectives de g_A (points rouges) pour reproduire les demi-vies expérimentales $T^{2\nu}_{1/2}$ (points bleus) selon les modèles ISM et IBM [4]. 28

2.1 Topologie recherchée dans le détecteur. En rouge : source émettrice double bêta ; en vert : trajectographe ; en bleu : calorimètre. 34

2.2 Schéma du démonstrateur en vue éclatée. En rouge : source émettrice double bêta ; en vert : trajectographe ; en bleu : calorimètre. 35

2.3 Illustration de la séparation en masse d'isotopes dans une centrifugeuse avec convection thermique [5]. 36

2.4 Production d'une feuille source de sélénium par la méthode du LAPP (a) et photographie des feuilles sources dans le détecteur SuperNEMO avant fermeture du détecteur (b). Les feuilles à l'apparence segmentée sont celles produites au LAPP, les feuilles continues ont été produites à ITEP. 38

2.5 Schéma de principe vue de face (a) et de profil (b) du fonctionnement d'une cellule du trajectographe dans laquelle un plasma Geiger se propage. 39
2.6 Photographie d'une section du trajectographe de SuperNEMO montrant les anneaux cathodiques en cuivre et les fils éclairés (a) et schéma illustrant l'agencement des cellules (b). 39
2.7 Schéma des différentes parties du calorimètre de SuperNEMO. En bleu : calorimètre principal (MWall) ; en rouge : calorimètre latéral (XWall) ; en vert : calorimètre gamma (GVeto). 42
2.8 Schéma du système de déploiement des sources (a) et photographie des sources de bismuth 207 (rectangles en cuivre) déployées dans SuperNEMO (b). Les rectangles cuivrés sur la figure (a) symbolisent les positions des sources une fois déployées. 43
2.9 Schéma de principe du système d'injection de lumière LED. 44
2.10 Blindage en fer à gauche, blindage neutron sous forme de cuves d'eau au milieu et tente anti-radon à droite, de SuperNEMO. 46
2.11 Photographie d'une mesure de radiopureté des feuilles sources dans BiPo. 47
2.12 Schéma d'émanation du radon d'un matériau (a) et photographie de la chambre d'émanation de 710 l du CENBG (b). 47
2.13 Chronogramme d'un évènement dans SuperNEMO. 49
2.14 Schéma technique de l'électronique du calorimètre de SuperNEMO (image de G. Oliviero [6]) avec les "front end boards" en blanc, les "control boards" en violet et la "trigger board" en turquoise. 49
2.15 Organigramme des cartes électroniques du calorimètre. 50
2.16 Illustration des principaux processus à l'origine du bruit de fond interne. 51
2.17 Illustration des principaux processus à l'origine du bruit de fond gamma externe. . . . 52
2.18 Position du Laboratoire Souterrain de Modane dans le tunnel du Fréjus. 52

3.1 Schéma illustrant l'excitation-désexcitation d'une molécule organique conduisant à la scintillation. 56
3.2 Photographie des différentes géométries de modules optiques dans SuperNEMO. De gauche à droite : MWall 8", MWall 5", XWall, GVeto. 57
3.3 Photographie d'un module optique huit pouces non habillé. 58
3.4 Schéma illustrant le fonctionnement d'un tube photomultiplicateur. 60
3.5 Efficacité quantique de cinq photomultiplicateurs 8" de SuperNEMO. 60
3.6 Uniformités de l'anode à gauche et de la cathode à droite en fonction du lieu d'interaction sur la photocathode du PM GA0494, un des 440 PMs 8" (R5912-03 MOD2) utilisés dans SuperNEMO. Les différentes courbes correspondent à des mesures réalisées selon différents axes de symétrie du photomultiplicateur. 61
3.7 Plan des photomultiplicateurs 8" (a) et 5" (b) de SuperNEMO. 62
3.8 Schéma de décroissance de la source de ^{90}Sr (a) et schéma mécanique du spectromètre où les flèches rouges indiquent la trajectoire des électrons (b). 63
3.9 Spectre en énergie d'une source de ^{207}Bi obtenue avec la diode SiLi (a) et courbe d'étalonnage I = f(E) sans DeltaE (b). 64
3.10 Schéma de la réflexion d'un photon incident (bleu) sur une surface plane (a) et une surface rugueuse (b). Principe de réflexion spéculaire (bleu cyan) et diffuse (jaune) (c). La normale à la surface est représentée par la ligne pointillée rouge. 66
3.11 Spectre d'émission (ligne bleue) et longueur d'atténuation (ligne rouge) des scintillateurs de SuperNEMO en fonction de la longueur d'onde. La zone en bleu cyan représente le spectre des photons se propageant jusqu'au photomultiplicateur. 68
3.12 Spectres de réflexion du Téflon (a) et du Mylar aluminisé (b) habillant les scintillateurs de SuperNEMO en fonction de la longueur d'onde. 68

3.13 Efficacité de collection des photoélectrons en fonction du point d'impact des photons obtenue pour l'ensemble des données fournies par Hamamatsu. 69
3.14 Facteurs de corrections géométriques d'une coupe des modules optiques dans le plan YZ selon X=0 de type MWall 8" (a), MWall 5" (b), XWall (c) et GVeto (d). 71
3.15 Facteurs de corrections géométriques de la face avant des modules optiques de type MWall 8" (a), MWall 5" (b), XWall (c) et GVeto (d). La face avant est la projection dans le plan XY des cinq premiers millimètres du scintillateur (Z=[0-5] mm). 72
3.16 Distributions des résiduels calculés selon la formule (3.2) en fonction de l'ordre du polynôme d'ajustement pour tout le volume des modules optiques de type MWall 8" (a), MWall 5" (b), XWall (c) et GVeto (d). 74
3.17 Évolution de la valeur moyenne des distributions des résiduels en fonction de l'ordre du polynôme d'ajustement pour tout le volume des modules optiques de type MWall 8" (a), MWall 5" (b), XWall (c) et GVeto (d). 75
3.18 Évolution de la largeur des distributions des résiduels en fonction de l'ordre du polynôme d'ajustement pour tout le volume des modules optiques de type MWall 8" (a), MWall 5" (b), XWall (c) et GVeto (d). 75
3.19 Distributions des résiduels en fonction de l'ordre du polynôme d'ajustement pour la face avant des modules optiques de type MWall 8" (a), MWall 5" (b), XWall (c) et GVeto (d). 76
3.20 Modélisation du résiduel dans le plan YZ (X=0) pour des surfaces de $5 \times 5\,\mathrm{mm}^2$ pour des modules optiques de type MWall 8" (a), MWall 5" (b), XWall (c) et GVeto (d). . 76
3.21 Modélisation du résiduel de la face avant des scintillateurs pour des surfaces de $5 \times 5\,\mathrm{mm}^2$ pour des modules optiques de type MWall 8" (a), MWall 5" (b), XWall (c) et GVeto (d). 77
3.22 Superposition des points d'impact des électrons de ^{207}Bi sur la face avant des scintillateurs obtenus à partir de la trace reconstruite par l'analyse SuperNEMO (a). Encadré en rouge : face avant géométrique ; encadré en vert : élargissement causé par la résolution de reconstruction du trajectographe. Même distribution dans une représentation segmentée en 11×11 pixels (b). 78
3.23 Spectre en énergie *visible* (corrigée par les facteurs géométriques) obtenu par simulation pour les électrons du ^{207}Bi dont la position de l'impact sur la face avant des modules optiques 8" est reconstruite au niveau du pixel central (b). En rouge sur ce spectre : contributions individuelles des électrons de conversion ; en violet : ajustement total. . . 79
3.24 Cartographie des corrections géométriques qui pourraient être mesurées avec les sources de ^{207}Bi. 79
3.25 Cartographie des corrections géométriques calculées par simulation optique à partir du polynôme 3D (b). 80
3.26 Résiduel entre les corrections géométriques mesurées avec une source de ^{207}Bi et celles obtenues par simulation optique à partir du polynôme 3D. 81
3.27 Spectre en énergie visible du ^{207}Bi obtenus pour un module 8" par simulation (bleu), et mêmes spectre d'énergie visible mais corrigé par les corrections géométriques indiquées figure 3.24. 81
3.28 Distribution de l'écart relatif des résolutions en énergie (FWHM) des spectres rouge et bleu de la figure 3.27 pour tous les modules optiques 8" de SuperNEMO traduisant l'amélioration de la résolution. 82
3.29 Fronts d'ondes d'une particule chargée se déplaçant dans un milieu d'indice optique n avec une vitesse $v < \frac{c}{n}$ (a) ou $v \geq \frac{c}{n}$ (b). 83
3.30 Facteur de correction Cerenkov normalisé à 1 MeV en fonction de l'énergie de la particule incidente [7] 84

3.31 Facteur de correction Birks (a) et évolution des corrections de Birks, Cerenkov et Birks-Cerenkov (b) normalisé à 1 MeV en fonction de l'énergie de la particule incidente. . . . 86
3.32 Schéma de l'expérience de mesure de la constante de Birks des scintillateurs SuperNEMO. 86
3.33 Résultat de la simulation donnant l'énergie visible des électrons mesurée par le scintillateur en fonction de l'énergie déposée dans le détecteur Germanium par les rayonnements gamma de la source de sodium 22 (511 keV, 1022 keV et 1275 keV), pour un angle θ de 67°. Les lignes pointillées rouges correspondent aux photopics des rayonnements gamma, les lignes pointillées noires correspondent aux dépôts d'énergie à la fois dans le scintillateur et dans le détecteur germanium tels que $E_{gamma} = E^{scint}_{déposée} + E_{Germanium}$. 88
3.34 Sélection de l'énergie déposée dans le détecteur germanium (0,586 MeV ± 0,002 MeV) (a) pour obtenir le spectre d'énergie complémentaire (énergie visible mesurée) dans le scintillateur (associé à une énergie déposée de 1,273 - 0,586 = 0,687 MeV) (b). 88
3.35 Courbe de non-linéarité de Birks obtenue par simulation avec une source de césium 137 et de sodium 22 pour une valeur de k_B effective (simulé) de 0,25 mm/MeV correspondant à un k_B réel (ajusté) de (0,020 ± 0,001) mm/MeV (a) et relation entre le k_B mesuré (déduit de l'ajustement de $E^{visible}_{electron}$ en fonction de $E^{dposée}_{electron}$) et le k_B effectif utilisé en entrée dans la simulation (b) 89
3.36 Spectre expérimental représentant la charge mesurée avec le scintillateur en fonction de l'énergie mesurée par le détecteur germanium dans le cas de l'utilisation d'une source de sodium 22 (combinaison de tous les angles θ entre 0 et 180°). 89
3.37 Spectre en charge mesurée avec le scintillateur après sélection du dépôt d'énergie dans le détecteur Germanium. Le spectre est ajusté (en rouge) par la somme d'une gaussienne (pic) et d'une exponentielle (bruit de fond). 90
3.38 Courbe de Birks expérimentale obtenue pour les deux types d'ajustements (gaussien en bleu, poissonnien en rouge) (a) et comparaison des k_B mesurés pour différentes largeurs du binning du spectre en énergie du détecteur germanium (b). 90
3.39 Spectres en charge obtenus avec le faisceau d'électrons pour les différentes énergies considérées. 92
3.40 Courbes moyennes de non-linéarité dans la production de lumière pour les scintillateurs NEMO3 (en rouge), SuperNEMO (en bleu) et simulée (en noir) en fonction de l'énergie des électrons incidents. 92

4.1 Inspection visuelle des modules optiques après intégration dans le blindage (a) et photographie d'un mur principal complet du calorimètre (b). 96
4.2 Photographie d'un panneau d'étanchéité au niveau de la tente anti-radon permettant la continuité du câblage. Harnais rouges : haute tension ; câbles blancs : signaux ; câbles noirs : toron de fibres optiques ; câbles marrons : trajectographe. 97
4.3 Cartographie de la répartition des harnais de câbles haute tension sur le calorimètre. Les couleurs permettent de visualiser la distribution de chaque harnais (relié à une carte haute tension) sur les différents modules optiques du calorimètre. 97
4.4 Cartographie de la répartition des câbles signaux sur le calorimètre. Les couleurs permettent de visualiser la distribution des câbles sur les différents murs du calorimètre selon leur appartenance à une même carte d'acquisition. 98
4.5 Cartographie de l'éclairage des calorimètres situés d'un côté de la feuille source par les faisceaux de fibres. Chaque zone (Area) représente les modules optiques éclairés par une même LED. Cinq autre zones, symétriques par rapport à la feuille source, sont aussi éclairées. 99
4.6 Impulsions électroniques envoyées et réfléchies dans les câbles signaux utilisées pour les études de réflectométrie. 99

4.7 Cartographie des fuites d'argon en bas d'un des murs principaux du calorimètre en juin 2019 (a) et en septembre 2019 (b). 101
4.8 Impulsion délivrée par un photomultiplicateur de SuperNEMO (bleu) et patron d'impulsion (rouge). 102
4.9 Évolution de la valeur moyenne (a) et des fluctuations (b) de la ligne de base des signaux de modules optiques d'une même colonne en fonction du temps de prise de données. 102
4.10 Superposition de l'ensemble des impulsions d'un jeu de données pour déterminer la fenêtre d'intégration utile au calcul de la charge. Le bornes d'intégration sont représentées en rouge. 103
4.11 Statut du fonctionnement des modules optiques des calorimètres situés de part et d'autre de la source double bêta (a et b). En bleu : modules fonctionnels ; en orange : modules défectueux en cours d'investigation ; en blanc : modules avec photocathode endommagée. 104
4.12 Cartographie du taux de comptage des modules optiques des deux murs principaux du calorimètre (a et b). 105
4.13 Spectres de bruit de fond en énergie mesurés pour l'un des deux murs du calorimètre agrandis au niveau du front Compton du ^{208}Tl, moyennés pour les modules optiques 8" de chacune des 5 premières lignes. 106
4.14 Spectres de bruit de fond en énergie mesurés pour l'un des deux murs du calorimètre moyennés pour les modules optiques 8" et les modules 5" des rangées du haut et du bas. 106
4.15 Distribution de l'amplitude maximale des impulsions délivrées par trois modules optiques avant alignement des gains. 107
4.16 Spectre de bruit de fond en amplitude mesuré pour un module optique et ajusté par la fonction (4.2) (rouge) dont les composantes exponentielles et constantes se croisent (pointillés noirs) pour obtenir la valeur d'amplitude de référence ou "gain" (a) et spectre en énergie du thallium 208 obtenu par simulation dont le front Compton est ajusté par une exponentielle décroissante (rouge) (b). La valeur en énergie du "gain" correspondant E = 3,06 MeV est donnée par l'intersection de l'exponentielle décroissante et d'un bruit de fond plat supposé égal à 1. 108
4.17 Lois de puissance expérimentales pour un photomultiplicateur 8" (a) et 5" (b) donnant l'évolution de la charge collectée en fonction de la haute tension appliquée. 109
4.18 Cartographies des valeurs de haute tension fournies par le CENBG pour un mur principal du calorimètre (a) et nouvelles valeurs à appliquer (b) pour 30 modules optiques pour égaliser leurs gains. 110
4.19 Comparaison des spectres en amplitude de 3 modules optiques avant égalisation (en haut) et après égalisation des gains (en bas) (a) et distribution des valeurs d'amplitude de référence avant (en bleu) et après (en rouge) égalisation des gains des 30 modules utilisés pour valider la méthode. 111
4.20 Valeurs d'amplitudes de référence pour l'ensemble des modules optiques du calorimètre avant l'égalisation des gains (a et b) et après égalisation des gains (c et d). 112
4.21 Distributions des valeurs d'amplitude de référence ("gain") avant l'égalisation des gains pour les deux côtés du calorimètre (a et b) et après égalisation des gains (c et d), ajustées par une gaussienne. 113
4.22 Comparaison des gains obtenus par l'ajustement exponentiel avec un quart de statistique en x et 4 fois plus de statistique en y. La droite y = x est représentée par la ligne rouge. 114

4.23 Distribution des amplitudes maximales des signaux d'un module optique du mur principal pendant une prise de données de bruit de fond au LSM. La courbe en pointillés marrons représente la partie liée à la fonction erreur de l'ajustement, celle en noir à la partie liée à l'exponentielle décroissante et en rouge la somme des deux. 114

4.24 Comparaison entre les gains ajustés par la méthode erf et ceux obtenus pas la méthode exp. Les croix représentent les modules 8", les ronds les modules 5" de la rangée du haut et les triangles les modules 5" de la rangée du bas du détecteur. 115

4.25 Comparaison entre le gain calculé par la méthode erf pour deux ensembles de spectres en amplitude ayant une statistique différente. Le gain en x a été mesuré sur des spectres avec 4 fois plus de statistique que pour ceux utilisés pour les gains donnés en y. La droite y = x est représentée par la ligne rouge. 116

4.26 Diagramme des gains des 260 modules optiques d'un des deux murs principaux du calorimètre. Chaque période de 39 minutes de prise de données est indiquée par une couleur indiquée par l'axe Z. 117

4.27 Distribution du ratio des valeurs de gains entre les périodes de temps N=1 et N=2 qui correspondent aux deux premiers pas de temps de 39 minutes (a) et largeur (sigma) (b) des distributions des ratios des valeurs de gain en fonction de la période de temps N de 39 minutes. 117

4.28 Courbes d'évolution de la valeur d'amplitude de référence (traduisant les variations de gain) de deux modules optiques en fonction de la période de temps N qui correspond à une durée de 39 minutes. 118

4.29 Spectre en charge d'un module optique ajusté par la fonction erreur (4.5) (a) et spectre en énergie de thallium 208 simulé ajusté par la même fonction. 119

4.30 Spectres en énergie des modules optiques selon leur numéro d'identification. L'axe Z coloré donne le nombre d'événements dans chaque canal en énergie normalisé au nombre d'évènements total dans chaque spectre. 119

4.31 Distributions normalisées des moyennes des spectres en charge (a) et en énergie (b) de tous les modules optiques d'un des deux murs de calorimètre, ajustées par une gaussienne. 120

4.32 Cartographie du nombre d'évènements de ^{207}Bi détectés par les modules optiques à partir de données simulées (a) et spectres expérimentaux obtenus en considérant les modules peu illuminés (en bleu) et les modules très illuminés par les sources ^{207}Bi (en rouge) (b). 121

4.33 Spectres en énergie de ^{207}Bi obtenus à partir de données expérimentales (a) et simulées (b). Une coupure en énergie de 320 keV tenant compte du seuil de déclenchement est appliquée au spectre expérimental. 121

4.34 Spectre en énergie d'un module optique en présence d'une source de ^{60}Co. 122

4.35 Spectres en énergie des modules optiques d'un des deux murs principaux du calorimètre selon leur numéro d'identification en présence de la source de ^{60}Co 122

4.36 Comparaison des spectres de ^{60}Co expérimentaux (en noir), de bruit de fond (en vert) et simulés avec (en rouge) et sans (en bleu) l'application des corrections optiques pour un module optique 8" d'un mur principal fortement illuminé par la source. 123

5.1 Visualisation d'un évènement $\beta\beta2\nu$ reconstruit avec émission de deux photons gamma dans Falaise. Les électrons (bleu) et les photons gamma (jaune) sont émis de la feuille source puis vont déposer leur énergie dans les modules optiques du calorimètre. 127

5.2 Distributions des écarts entre les vertex reconstruits des évènements simulés de signal et des bruits de fond pour une source de ^{82}Se selon l'axe Y (a) et selon l'axe Z (b). . . 132

5.3 Évolution de la sensibilité du démonstrateur sur la demi-vie du processus $\beta\beta0\nu$ en fonction de la coupure appliquée sur l'écart entre les vertex reconstruits des évènements simulés de signal et des bruits de fond pour une source de ^{82}Se selon l'axe Y (a) et selon l'axe Z (b). 132
5.4 Distributions des probabilités internes des évènements simulés de signal et des bruits de fond pour une source de ^{82}Se (a) et évolution de la sensibilité du démonstrateur en fonction de la coupure appliquée sur la probabilité interne de chaque évènement (b). . 133
5.5 Spectres en énergie somme des électrons des décroissances $\beta\beta$ du ^{82}Se et des bruits de fond normalisés à leur activité respective. Le spectre de décroissance $\beta\beta0\nu$ est normalisé à la valeur de sensibilité maximale obtenue. 135
5.6 Sensibilités obtenues sur la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{82}Se en fonction des bornes supérieure et inférieure de la ROI pour une exposition de 17,5 kg.an. 136
5.7 Spectres en énergie somme des électrons des décroissances $\beta\beta$ du ^{96}Zr et des bruits de fond normalisés à leur activité respective. Le spectre de décroissance $\beta\beta0\nu$ est normalisé à la valeur de sensibilité maximale obtenue. 137
5.8 Sensibilités obtenues sur la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{96}Zr en fonction des bornes supérieure et inférieure de la ROI pour une exposition de 17,5 kg.an. 138
5.9 Spectres en énergie somme des électrons des décroissances $\beta\beta$ du ^{150}Nd et des bruits de fond normalisés à leur activité respective. Le spectre de décroissance $\beta\beta0\nu$ est normalisé à la valeur de sensibilité maximale obtenue. 139
5.10 Sensibilités obtenues sur la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{150}Nd en fonction des bornes supérieure et inférieure de la ROI pour une exposition de 17,5 kg.an. 140
5.11 Schéma de décroissance du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr par désintégration $\beta\beta$. . 142
5.12 Évolution de la sensibilité du démonstrateur sur la demi-vie du processus $\beta\beta2\nu^*$ en fonction de la coupure appliquée sur l'écart entre les vertex reconstruits sur la feuille source selon l'axe Y (a) et l'axe Z (b). 143
5.13 Spectres en énergie totale des évènements sélectionnés ($ee\gamma\gamma$) normalisés à l'activité respective de chaque contribution sans (lignes pleines) et avec (lignes pointillées) application des corrections optiques. Le spectre en énergie de la décroissance $\beta\beta2\nu^*$ (rouge) est normalisé à la valeur maximale de sensibilité obtenue. 144
5.14 Spectres en énergie somme des électrons sans (lignes pleines) et avec (lignes pointillées) application des corrections optiques après sélections des évènements. 145
5.15 Spectres en énergie somme des photons gamma sans (lignes pleines) et avec (lignes pointillées) application des corrections optiques après sélections des évènements. . . . 145
5.16 Sensibilités obtenues sur la décroissance $\beta\beta2\nu$ du ^{82}Se vers l'état excité 2_2^+ du ^{82}Kr en fonction des bornes supérieure et inférieure de la ROI sans application des corrections optiques. 146
5.17 Sensibilités obtenues sur la décroissance $\beta\beta2\nu$ du ^{82}Se vers l'état excité 2_2^+ du ^{82}Kr en fonction des bornes supérieure et inférieure de la ROI avec application des corrections optiques. 146
5.18 Distributions des évènements en fonction de l'énergie individuelle des électrons de la décroissance $\beta\beta2\nu^*$ sans (a) et avec (b) application des corrections optiques et mêmes distributions pour les bruits de fond (c) et (d). 148
5.19 Distributions des évènements en fonction de l'énergie individuelle des photons gamma de la décroissance $\beta\beta2\nu^*$ sans (a) et avec (b) application des corrections optiques et mêmes distributions pour les bruits de fond (c) et (d). 148
5.20 Distributions des évènements en fonction de l'énergie totale des électrons et des photons gamma de la décroissance $\beta\beta2\nu^*$ sans (a) et avec (b) application des corrections optiques et mêmes distributions pour les bruits de fond (c) et (d). 149

5.21 Spectres en énergie totale des évènements ($ee\gamma\gamma$) normalisés à l'activité de chaque contribution, sans (lignes pleines) et avec (lignes pointillées) application des corrections optiques et après optimisation des coupures sur les énergies individuelles et sommées des particules. Le spectre en énergie de la décroissance $\beta\beta2\nu^*$ est normalisé à la valeur maximale de sensibilité obtenue. 152
5.22 Sensibilités obtenues sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta2\nu$ du ^{82}Se vers l'état excité 2_2^+ du ^{82}Kr en fonction des bornes supérieures et inférieures de la ROI sans application des corrections optiques après optimisation des coupures sur les énergies individuelles et sommées des particules. 153
5.23 Sensibilités obtenues sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta2\nu$ du ^{82}Se vers l'état excité 2_2^+ du ^{82}Kr en fonction des bornes supérieures et inférieures de la ROI avec application des corrections optiques après optimisation des coupures sur les énergies individuelles et sommées des particules. 153

6.1 Schéma du principe de détection de LiquidO. Le point rouge montre le lieu d'interaction. Le parcours des photons de scintillations est représenté en bleu cyan et quatre fibres verticales sont représentées en violet. 157
6.2 Liquides scintillants transparent (LAB) (a) et opaque (NoWaSH avec 20 % de paraffine) (b) à température ambiante. 157
6.3 Probabilité d'émission (a) et longueur d'absorption (b) des photons de scintillation du LAB en fonction de la longueur d'onde. 158
6.4 Probabilités d'absorption (en jaune) et d'émission (en rouge) des fibres en fonction de la longueur d'onde des photons (a) et schéma de principe d'une fibre optique à décalage de longueur d'onde (b). 159
6.5 Schéma des niveaux d'énergie en bandes pour un conducteur (à gauche), un isolant (au milieu) et un semi-conducteur (à droite). 161
6.6 Exemple de distribution du nombre de photons détectés par un SiPM sur un ensemble d'événements d'une prise de données. Figure du fabricant Hamamatsu [8]. 162
6.7 MPPC S13360-1350PE (a) et courbe d'efficacité de détection des photons en fonction de la longueur d'onde du SIPM (b). 163
6.8 Photographies des cartes SiC (a) et SiBB (b) utilisées dans LiquidO. 163
6.9 Topologies simulées de l'interaction d'un électron (gauche), d'un gamma (milieu) et d'un positron (droite) de 2 MeV attendues dans du scintillateur opaque de 5 m de longueur d'absorption et de 5 mm de longueur de diffusion avec un réseau de fibres optiques de 0,5 mm de diamètre séparées de 1 cm. Chaque pixel correspond à une fibre touchée par un photon. L'échelle de couleur indique le nombre de fois où la fibre est touchée. Le cercle rose montre la taille typique d'un évènement électron de 2 MeV. . . 164
6.10 Annihilation d'un positron de 1 MeV dans un milieu opaque (gauche) et transparent (droite). Chaque pixel correspond à une fibre optique et l'échelle de couleur correspond au nombre de fois où une fibre est touchée par un photon. 165
6.11 Pouvoir de discrimination e^-/γ (à 2 MeV) de LiquidO qui traduit la probabilité qu'un photon gamma soit mal identifié comme étant un électron en fonction de l'efficacité de sélection des électrons. La photofraction indiquée à droite illustre la fraction de photons gamma qui interagissent par effet photoélectrique, rendant impossible leur distinction d'un électron. Le taux de photofraction est indiqué dans le cas du LAB. Les 3 courbes bleu clair, rose et bleu foncé correspondent à des hypothèses différentes sur le maillage des fibres (un seul axe ou deux axes orthogonaux) et sur l'efficacité de détection des photons de scintillation (3 % et 100 %). 167
6.12 Flux d'antineutrinos électroniques issus des décroissances du ^{40}K, du ^{238}U et du ^{232}Th en fonction de leur énergie. 172

6.13 Tableau récapitulatif des principaux isotopes d'intérêt pouvant servir à une étude des géoneutrinos avec leur abondance isotopique et l'énergie seuil de la réaction bêta inverse. La grandeur log ft est proportionnelle à l'inverse de la section efficace d'interaction. 172
6.14 Évolution de la significance (σ) de détection d'antineutrinos électroniques du ^{40}K en fonction de la masse du détecteur [9]. 173
6.15 Topologies électron (à gauche) et positron (à droite) de 30 MeV attendues dans du scintillateur opaque de 5 m de longueur d'absorption et de 5 mm de longueur de diffusion. Chaque pixel correspond à une fibre optique de 0,5 mm de diamètre séparée de 1 cm des autres fibres et l'échelle de couleur correspond au nombre de fois où une fibre est touchée par un photon. 174
6.16 Spectre en énergie expérimental total (points bleu) et spectres en énergie simulés (ligne rouge) des antineutrinos de réacteur et des bruits de fond (zones bleue, verte et grise) obtenus dans le détecteur proche (27 tonnes) lors de la phase IV (258 jours de prise de données) de Double Chooz (a) et spectres en énergie simulés des antineutrinos de réacteur et des bruits de fond obtenus dans le détecteur lointain (109 tonnes) pendant un an de prise de données avec un détecteur de type LiquidO (b). Un facteur de suppression des bruits de fond de 100 autorisé par l'identification des particules et des topologies est appliqué sur les données de cette seconde figure. 175
6.17 Photographie (a) et schéma de principe (b) du prototype μ-LiquidO. 176
6.18 Impulsion d'un SiPM à deux pics (deux photoélectrons) de LiquidO et grandeurs physiques considérées pour l'analyse des signaux. La charge (en rouge) correspond à l'intégrale de l'impulsion calculée entre les bornes en traits pleins rouges. 177
6.19 Impulsion d'un SiPM pour lequel le calcul de la charge réalisé par l'intégration du signal entre les deux traits pleins rouges est mésestimé. 178
6.20 Corrélation entre les valeurs moyennes (a) et les largeurs (b) des impulsions (CrystalBall notée CB) et des rebonds (Gaussienne) pour des signaux 1 photon. 179
6.21 Deux signaux expérimentaux (bleu) délivrés par un SiPM, ajustés par la fonction 6.6 (rouge en trait plein) (a) et (b) et contributions des crystalball (rouge en trait pointillé) superposées aux mêmes signaux (c) et (d). 180
6.22 Spectres SiPM obtenus avec la nouvelle méthode (a) et la méthode usuelle (b) de calcul de la charge. 180
6.23 Impulsion délivrée par le photomultiplicateur. 181
6.24 Spectre en charge expérimental d'un SiPM (bleu) ajusté par la formule 6.7 (rouge). Le nombre moyen de photons détectés donné par cet ajustement est de $\mu = 4{,}36 \pm 0{,}08$. . 181
6.25 Spectre en charge expérimental du photomultiplicateur (bleu) ajusté par une fonction gaussienne (rouge). 182
6.26 Quantité de lumière collectée par les différents photodétecteurs en fonction de la température du liquide scintillant. Les symboles vides correspondent au liquide transparent LAB, les symboles pleins au liquide opaque NoWaSH avec 20 % de paraffine. En noir les données associées au PM ; en bleu au SiPM du bas et en vert au SiPM du milieu. 183
6.27 Quantité de lumière collectée par le photomultiplicateur en fonction de la température du liquide scintillant pour différentes concentrations de paraffine. En bleu : LAB + 0 % de paraffine (LAB pur) ; en rouge : LAB + 15 % de paraffine ; en vert : LAB + 20 % de paraffine. 184
6.28 Nombre de photons détectés par les SiPM du bas (en bleu), du milieu (en vert) et du haut (en rouge) en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons. 185
6.29 Courbe d'efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde du photomultiplicateur XP5312. 186

6.30 Géométrie du prototype μLiquidO dans la simulation optique. 186
6.31 Simulation du comportement des photons de scintillation dans μLiquidO dans du liquide transparent (a) et opaque (b). La longueur de diffusion des photons dans ce second cas est de 1,5 mm. 187
6.32 Courbes de résolutions du SiPM associé à la fibre du bas (bleu), du milieu (vert) et du haut (rouge) en fonction du nombre de photoélectrons déterminés à partir de spectres expérimentaux. 188
6.33 Spectre du SiPM associé à la fibre du bas obtenu dans la simulation sans résolution (a) et même spectre après application de la résolution expérimentale (b). Cette résolution est obtenue à partir de la loi de puissance A/i^B (i étant le numéro du photopic) avec A = 0.16 et B = 0.36. 188
6.34 Comparaison du nombre de photoélectrons détectés par le SiPM du bas c'est à dire le plus proche du point d'émission des photons de scintillation (bleu), le SiPM du milieu (vert) et le SiPM du haut (rouge) et par le photomultiplicateur (noir), mesurés (points pleins) et simulés (points vides) par simulation optique dans le cas de l'utilisation de liquide scintillant transparent LAB (gauche), de LAB avec fenêtre d'entrée en PVC noir (milieu) et du liquide scintillant opaque NoWaSH avec 10 % de paraffine (droite). 189
6.35 Photographie du dispositif expérimental Mini-LiquidO. 191
6.36 Simulation du comportement des photons de scintillation dans Mini-LiquidO dans du liquide transparent (a) et opaque (b). La longueur de diffusion des photons dans ce second cas est de 1,5 mm. 192
6.37 Nombre moyen de photons détectés par évènement par chaque SiPM de Mini-LiquidO dans du liquide transparent (a) et opaque (b). La longueur de diffusion des photons dans ce second cas est de 1,5 mm. 193

Liste des tableaux

1.1 Les trois générations de fermions connus, leur masse et leur charge électrique [10]. . . 7
1.2 Propriétés des quatre interactions fondamentales [10]. 8
1.3 Meilleures valeurs actuelles sur les paramètres d'oscillations. 14
1.4 Meilleures demi-vies (90 % IC) des décroissances $\beta\beta2\nu$ des neuf isotopes pour lequels la décroissance a été observée et expérience associée. 24
1.5 Facteur d'espace de phase des décroissances $\beta\beta2\nu$ et $\beta\beta0\nu$ pour différents isotopes $\beta\beta$ [11]. 27
1.6 Meilleures limites (90 % IC) sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ et sur la masse effective $m_{\beta\beta}$ selon l'isotope et l'expérience associée. Les bornes de l'encadrement des valeurs de $m_{\beta\beta}$ dépendent des valeurs minimale et maximale des éléments de matrice nucléaire considérés. 32

2.1 Énergies et intensités des principaux électrons et photons gamma du ^{207}Bi. 42

3.1 Principales caractéristiques des photomultiplicateurs 8" R5912-03 MOD2 et 5" R6594 de HAMAMATSU. 62
3.2 Nom des propriétés de GEANT4 caractérisant les processus optiques d'un scintillateur. 65
3.3 Nom des propriétés de GEANT4 caractérisant les processus optiques d'une interface. . 66
3.4 Nom des propriétés de GEANT4 caractérisant les processus optiques d'un photodétecteur. 67
3.5 Valeurs des propriétés de GEANT4 utilisées pour la modélisation des modules optiques de SuperNEMO. 67

5.1 Environnement logiciel de simulation de SuperNEMO : Brew, Bayeux et Falaise. . . . 126
5.2 Valeurs de $Q_{\beta\beta}$, $T^{2\nu}_{1/2}$, masse molaire, facteur d'espace de phase $G^{0\nu}$ et éléments de matrice nucléaire $M^{0\nu}$ des isotopes ^{82}Se, ^{96}Zr et ^{150}Nd. 131
5.3 Efficacités de sélection des évènements $\beta\beta0\nu$ et de bruit de fond pour $E_{inf}>0$ pour le ^{82}Se. 136
5.4 Efficacité de sélection des évènements $\beta\beta0\nu$ et nombre d'évènements de bruit de fond attendus dans la ROI optimisée de [2,7 ; 3,15] MeV pour une exposition de 17,5 kg.an de ^{82}Se. 137
5.5 Efficacités de sélection des évènements $\beta\beta0\nu$ et de bruit de fond pour $E_{inf}>0$ pour le ^{96}Zr. 138
5.6 Efficacité de sélection des évènements $\beta\beta0\nu$ et nombre d'évènements de bruit de fond attendus dans la ROI optimisée de [3,05 ; 3,55] MeV pour une exposition de 17,5 kg.an de ^{96}Zr. 138
5.7 Efficacités de sélection des évènements $\beta\beta0\nu$ et de bruit de fond pour $E_{inf}>0$ pour le ^{150}Nd. 140
5.8 Efficacité de sélection des évènements $\beta\beta0\nu$ et nombre d'évènements de bruit de fond attendus dans la ROI optimisée de [3,1 ; 3,55] MeV pour une exposition de 17,5 kg.an de ^{150}Nd. 140

5.9 Résumé des valeurs de sensibilité du démonstrateur sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ et sur la masse effective du neutrino de Majorana du ^{82}Se, du ^{96}Zr et du ^{150}Nd attendues pour une exposition totale de 17,5 kg.an. La dernière ligne donne la sensibilité sur la masse effective dans le cas arbitraire d'éléments de matrice nucléaire égaux à 1. 141
5.10 Efficacités de sélection des évènements $\beta\beta2\nu^*$ et de bruit de fond pour $E_{inf}>0$ avec et sans application des corrections optiques. 144
5.11 Efficacité de sélection des évènements $\beta\beta2\nu^*$ et nombre d'évènements de bruit de fond attendus dans la ROI optimisée avec et sans application des corrections en énergie. . . 147
5.12 Efficacité de sélection totale des évènements $\beta\beta2\nu^*$ et de bruit de fond conservés et rapport signal sur bruit (S/B) en fonction de la coupure appliquée sur les énergies individuelles et sommées des particules sans application des corrections en énergie. . . 150
5.13 Efficacité de sélection totale des évènements $\beta\beta2\nu^*$ et de bruit de fond conservés et rapport signal sur bruit (S/B) en fonction de la coupure appliquée sur les énergies individuelles et sommées des particules avec application des corrections en énergie. . . 150
5.14 Valeur de sensibilité sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta2\nu$ du ^{82}Se vers l'état excité 2_2^+ du ^{82}Kr, efficacité de sélection de la $\beta\beta2\nu^*$ et nombre d'évènements de bruit de fond attendus dans la ROI optimisée avec application successive des coupures sur les énergies individuelles et sommées des particules sans application des corrections en énergie. 151
5.15 Valeur de sensibilité sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta2\nu$ du ^{82}Se vers l'état excité 2_2^+ du ^{82}Kr, efficacité de sélection de la $\beta\beta2\nu^*$ et nombre d'évènements de bruit de fond attendus dans la ROI optimisée avec application successive des coupures sur les énergies individuelles et sommées des particules avec application des corrections en énergie. 151

6.1 Propriétés optiques du LAB et du NoWaSH avec une concentration supérieure ou égale à 10 % de paraffine [12]. 158
6.2 Caractéristiques des fibres optiques Kuraray B3 utilisées dans LiquidO [13]. 159
6.3 Hypothèses de travail pour le calcul de la sensibilité attendue sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{130}Te avec un détecteur de type LiquidO. 169
6.4 Nombre d'évènements de bruit de fond attendus par an dans un détecteur de type LiquidO de 5 t dopé avec 500 kg de tellure naturel dans une ROI de [2,480 ; 2,660] MeV. 169
6.5 Tableau comparatif des abondances prédites et des propriétés de décroissances des trois éléments ^{40}K, ^{238}U et ^{232}Th. 171
6.6 Nombre de photons absorbés, collectés, détectés ou shiftés par les différents matériaux dans la simulation optique de μLiquidO pour le LAB et le NoWaSH. Les valeurs entre parenthèses donnent le pourcentage relatif au nombre de photons produits. 190
6.7 Nombre de photons produits, absorbés, collectés, détectés ou shiftés par les différents matériaux dans la simulation optique de Mini-LiquidO pour le LAB et le NoWaSH. Les valeurs entre parenthèses donnent le pourcentage relatif au nombre de photons produits. 193

Introduction

De toutes les particules décrites dans le Modèle Standard, le neutrino est sans doute à ce jour la plus mystérieuse. Son histoire singulière débute en 1907 lorsque la première mesure du spectre des décroissances bêta révèle une continuité dans la distribution en énergie des électrons, amenant les physiciens à remettre en cause le principe de conservation de l'énergie. En 1930, W. Pauli "invente" le neutrino pour sauver ce principe fondamental de la physique puis E. Fermi élabore le cadre théorique de la radioactivité bêta en 1934 en incluant cette nouvelle particule. Ce n'est que deux décennies plus tard, en 1956, que la première détection d'un neutrino est rendue possible par l'expérience de C. Cowan et F. Reines à Savannah River. Dès lors, toute une série de découvertes suivront, prouvant notamment l'existence de trois saveurs de neutrinos (e,μ,τ) et mettant en évidence leur propriété d'oscillation d'un état de saveur à l'autre. Aujourd'hui encore, la physique du neutrino constitue un des axes principaux de recherche en physique des particules.

Le Modèle Standard de la physique des particules, cadre théorique construit dans la seconde moitié du $XX^{\text{ème}}$ siècle et validé par de nombreuses expériences, décrit le neutrino comme un lepton se déclinant en trois saveurs (ν_e, ν_μ et ν_τ), électriquement neutre et qui n'interagit que par interaction faible. Ce modèle attribue une masse nulle au neutrino pour expliquer l'absence d'interaction de neutrinos droits et d'antineutrinos gauches. L'observation de l'oscillation des neutrinos est venue remettre en question ce modèle avec la mise en évidence du caractère massif des neutrinos. Une extension au Modèle Standard est donc à présent nécessaire pour comprendre l'origine de cette masse. La détermination de la nature des neutrinos, de Dirac ($\nu \neq \bar{\nu}$) ou de Majorana ($\nu = \bar{\nu}$), pourrait amener des éléments de réponse sur les mécanismes de masse des neutrinos et la nouvelle physique associée. Ces deux questions (masse et nature) sont donc plus que jamais d'actualité, aussi bien à une échelle infiniment petite pour comprendre les propriétés fondamentales de la particule de matière la plus abondante dans l'univers ($\approx$ 300 neutrinos/cm^3, toutes saveurs confondues) qu'à une échelle infiniment grande pour expliquer l'asymétrie matière-antimatière de l'univers avec un scénario de leptogénèse.

L'observation de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos permettrait de déterminer que le neutrino est une particule de Majorana tout en apportant des éléments de réponse sur son échelle de masse. Il s'agit de l'objectif de l'expérience SuperNEMO basée sur la technologie de NEMO3 alliant un trajectographe pour reconstruire la trajectoire des particules, permettant ainsi leur identification, et un calorimètre pour mesurer leur énergie et leur temps de vol. Le démonstrateur de SuperNEMO, installé au Laboratoire Souterrain de Modane, est actuellement dans une phase de caractérisation. Une grande partie du travail réalisé au cours de cette thèse s'inscrit dans le cadre de ce projet dans l'objectif d'améliorer la précision sur la mesure de l'énergie des particules. Une nouvelle approche calorimétrique pour la recherche de la décroissance double bêta a aussi été étudiée dans le cadre de la R&D LiquidO.

Le premier chapitre de ce manuscrit consistera en une description théorique du neutrino, d'abord dans le cadre du Modèle Standard puis en montrant les limitations de ce modèle.

Le phénomène d'oscillation impliquant un neutrino massif, les mécanismes de génération de la masse et l'existence possible d'autres familles de neutrinos seront alors expliqués. L'accent sera ensuite mis sur la recherche de la nature Majorana du neutrino. Le mécanisme de leptogénèse permettant d'expliquer l'asymétrie matière-antimatière dans l'Univers à partir de neutrinos lourds de Majorana sera présenté. Une description détaillée des mécanismes de décroissances double bêta sera également donnée, avec une présentation des projets recherchant cette décroissance.

Le second chapitre consistera en une description du détecteur SuperNEMO. Nous expliquerons le principe de fonctionnement de la technologie trajecto-calorimétrique permettant d'observer individuellement les deux électrons émis lors des décroissances double bêta et de mesurer leur énergie. Nous évoquerons les problématiques de basses radioactivités associées à la recherche d'évènements rares en décrivant les mécanismes de génération du bruit de fond propres à SuperNEMO.

Le troisième chapitre sera consacré à une description plus approfondie du fonctionnement du calorimètre. Les développements réalisés pour modéliser la réponse en énergie des modules optiques à l'aide d'une simulation optique tenant compte des effets de non linéarité dans la production de la lumière (effets Birks et Cerenkov) et de non uniformité dans sa collection (effets géométriques) seront décrits. Cette modélisation aura pour but de faire le lien entre énergie mesurée (visible) par le détecteur et énergie réellement déposée par les particules. Nous présenterons aussi deux résultats de mesure et de simulation visant à améliorer la prise en compte de ces effets dans l'analyse des données de SuperNEMO (utiles aussi pour NEMO3) : mesure expérimentale de la constante de Birks et mise au point d'une méthode de corrections géométriques à partir des traces reconstruites des électrons.

Le chapitre 4 débutera par une présentation des travaux d'intégration et de mise en route du calorimètre réalisés au Laboratoire Souterrain de Modane. Nous verrons ensuite les études menées avec les premières données de caractérisation du calorimètre destinées à comprendre sa réponse et à optimiser son fonctionnement. Dans le cadre de cette thèse, une méthode d'égalisation des gains des modules optiques sera proposée. Cette méthode permettra aussi d'étalonner le calorimètre en énergie. Les données étalonnées seront utilisées pour tester la validé des corrections optiques présentées dans le chapitre 3.

Le chapitre 5 présentera des études de sensibilité du démonstrateur obtenues avec le logiciel de simulation de SuperNEMO (Falaise). Dans un premier temps, la sensibilité sur la décroissance double bêta sans émission de neutrinos pour trois isotopes d'intérêt, le ^{82}Se, ^{96}Zr et ^{150}Nd, sera étudiée. Dans un second temps, nous nous intéresserons à la sensibilité du démonstrateur SuperNEMO sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta2\nu$ vers l'état excité 2^2_+ du ^{82}Kr, noyau fils du ^{82}Se en regardant notamment l'impact de la prise en compte des corrections optiques développées dans le chapitre 3 sur cette sensibilité.

Finalement, dans un sixième et dernier chapitre le travail mené sur le projet LiquidO, une nouvelle R&D qui pourrait être utilisée dans la recherche de la décroissance double bêta sans émission de neutrino, sera présenté. Après une description du principe de détection basé sur un nouveau type de scintillateur opaque, nous décrirons les deux prototypes développés au CENBG et les premiers résultats expérimentaux obtenus comparés à ceux attendus avec la simulation optique développée pour ces prototypes.

Chapitre 1

La physique du neutrino

Sommaire

1.1 Historique **3**
1.2 Le neutrino dans le Modèle Standard **5**
1.2.1 Le Modèle Standard de la physique des particules 6
1.2.2 Description du neutrino 9
1.3 Limitations du Modèle Standard **10**
1.3.1 Phénomène d'oscillation 10
1.3.2 Origine de la masse 14
1.3.3 Mesures de masse 18
1.3.4 Neutrino stérile 20
1.4 Le neutrino de Majorana **21**
1.4.1 Origine de l'asymétrie matière-antimatière dans l'univers 21
1.4.2 Décroissances double bêta 23

La physique des particules est une des sciences physiques les plus jeunes qui, en seulement un siècle, a apporté de nombreuses connaissances sur l'infiniment petit, clés de notre compréhension de l'univers et moteurs de nombreuses avancées technologiques. Elle s'appuie sur le Modèle Standard de la physique des particules, modèle théorique qui, depuis la fin des années 1970, connaît un grand succès dans la description de l'ensemble des particules et de leurs interactions. Il est cependant mis à mal depuis quelques années par les découvertes récentes sur une des particules décrites par ce modèle : le neutrino. Après un bref rappel historique, ce premier chapitre apportera les bases théoriques de la physique du neutrino d'abord dans le formalisme du Modèle Standard puis en présentant les questions ouvertes appelant un nouveau cadre théorique, notamment suite à la découverte des oscillations. La question de la nature de Majorana du neutrino sera abordée plus en détails, en précisant notamment son lien avec la genèse de notre univers. Les mécanismes et méthodes de mesures des décroissances double bêta permettant d'étudier cette nature de Majorana seront également détaillées dans ce chapitre.

1.1 Historique

Le début de la physique du neutrino est lié aux grandes découvertes de la fin du 19ème siècle avec la mise en évidence du phénomène de radioactivité par H. Becquerel en 1896, de l'émission alpha en 1898 par P. et M. Curie et notamment de la radioactivité bêta en 1899 par E. Rutherford. Les études menées par la suite sur la radioactivité bêta conduisent en 1909 à la mesure, par J. Chadwick [14], d'un spectre en énergie continu pour les électrons. Or, à l'instar de la désintégration alpha, les physiciens de l'époque s'attendaient à observer un spectre discret en énergie. Cette découverte les pousse d'abord à remettre en question le principe de conservation

de l'énergie. Puis, en 1930, W. Pauli tente de sauver ce principe fondamental de physique avec l'invention d'une particule qu'il appelle alors "neutron" et qui intervient dans la désintégration bêta en emportant une partie de l'énergie disponible [15]. Pour expliquer son absence dans les mesures, cette particule doit être électriquement neutre, de masse nulle, de spin 1/2 et sa probabilité d'interaction extrêmement faible.

En 1934, E. Fermi formalise l'idée de W. Pauli en donnant une description de la désintégration β et pose ainsi les bases de ce qui deviendra la théorie de l'interaction faible [16]. En parallèle, J. Chadwick découvre le vrai neutron constituant le noyau atomique, amenant E. Fermi à renommer la particule de Pauli "neutrino", petit neutron en italien. Il faudra malgré tout attendre 1956 pour que la première preuve expérimentale de l'existence du neutrino, plus précisément de l'antineutrino électronique, soit faite par C. Cowan et F. Reines grâce à un détecteur capable d'observer la décroissance bêta inverse induite par l'interaction d'antineutrinos produits par un réacteur sur les protons du milieu de détection [17].
Le modèle d'interaction faible développé par E. Fermi a ensuite été intégré dans la théorie électrofaible unifiée de S. Glashow, A. Salam et S. Weinberg [18] [19] [20]. Dans ces modèles, le neutrino électronique est toujours lié aux interactions faibles mettant en jeu un électron. Tout naturellement, la découverte du muon μ en 1936 [21], homologue plus massif de l'électron, suggère alors l'existence d'un neutrino muonique ν_μ associé aux interactions des muons. Ce neutrino muonique est découvert quelques années plus tard, en 1962, à Brookhaven auprès d'un accélérateur [22]. De même, la découverte du dernier lepton tau τ en 1975 [23] sera suivie de celle du neutrino tauïque ν_τ en 2000 grâce à l'expérience DONUT auprès de l'accélérateur TeVatron au Fermilab [24]. Le LEP (Large Electron-Positron Collider) au CERN a également montré l'existence de seulement trois saveurs de neutrinos légers avec la mesure de la largeur invisible de désintégration du Z^0 dans le canal $Z^0 \longrightarrow \nu + \bar{\nu}$ donné figure 1.1 [25].

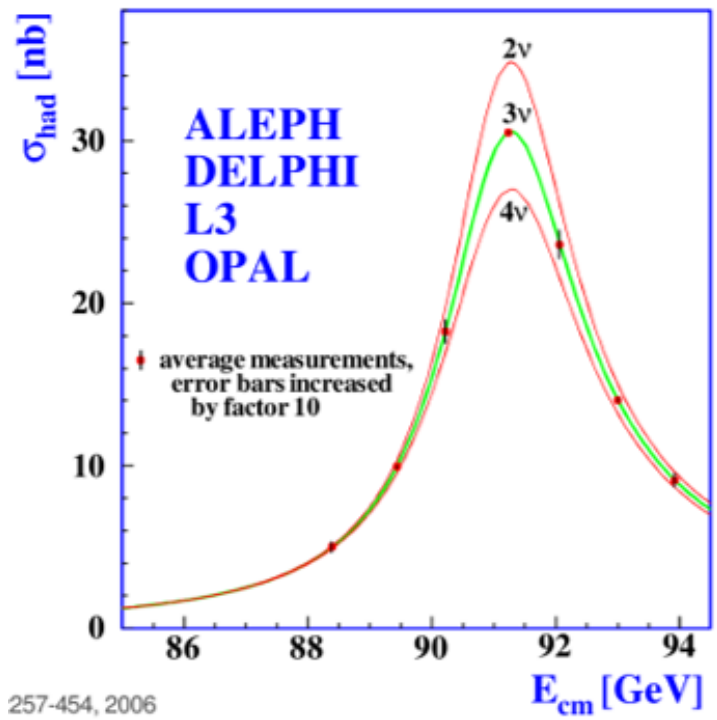


FIGURE 1.1 – Comparaison de la largeur invisible du Z^0 mesurée par le LEP avec les prédictions théoriques dans le cas de l'existence de deux, trois et quatre saveurs de neutrinos.

La découverte plus récente du phénomène d'oscillations entre états de saveurs des neutrinos

en 1998 par le détecteur SuperKamiokande [26] installé au Japon, puis confirmée en 2001 par l'expérience SNO$^+$ basée au Canada, va venir quant à elle démontrer que le neutrino est une particule massive, mettant pour la première fois en évidence les limitations du Modèle Standard et ouvrant ainsi la voie vers une nouvelle physique au delà de ce cadre théorique.

Aujourd'hui nous savons aussi qu'il existe de nombreuses sources de neutrinos d'énergies très variées (figure 1.2) :

— **Neutrinos cosmologiques** (bleu cyan) : aussi appelés neutrinos reliques, leur production remonte à des temps immémoriaux, probablement même au Big-Bang, et ils représentent la grande majorité des neutrinos existants dans l'univers. Leur énergie est extrêmement faible ($<$1 eV), les rendant très difficilement détectables sur Terre. Seules des observations cosmologiques ont permis d'établir leur nombre et leur énergie. L'expérience PTOLEMY tente de réaliser une détection directe de ces neutrinos cosmologiques par réaction bêta induite sur du tritium [27].

— **Neutrinos solaires** (jaune) : ils sont produits par les réactions nucléaires ayant lieu au sein du Soleil. La principale réaction produisant des neutrinos est $p + p \longrightarrow D + e^+ + \nu_e$ [28], ce qui constitue la principale source de neutrinos électronique sur Terre avec des énergies allant de quelques centaines de keV à quelques MeV.

— **Neutrinos de supernovae** (rouge) : ils trouvent leur source lors d'explosion d'étoiles et sont composés exclusivement de neutrinos électroniques ($p + e^- \longrightarrow n + \nu_e$) d'énergies allant de la centaine de keV à la centaine de MeV. Lors de l'explosion d'une étoile, il s'avère que la très grande majorité de l'énergie éjectée l'est sous forme de neutrinos. Le rôle des neutrinos dans la dynamique de l'explosion d'une étoile est encore incertain, mais des études conjointes entre les communautés d'astrophysique, de physique des neutrinos et de physique nucléaire sont en cours dans ce sens.

— **Géoneutrinos** (vert clair) : la chaleur interne de la Terre est produite par la radioactivité des éléments qui la composent (^{238}U, ^{232}Th, ^{40}K). La Terre est donc une source de neutrinos issus des désintégrations β^- de ces isotopes. Il s'agit d'antineutrinos électroniques d'énergies pouvant aller jusqu'à la dizaine de MeV. Nous reviendrons dans le chapitre 6.1.5 sur l'enjeu de la détection de ces géoneutrinos.

— **Neutrinos de réacteurs** (bleu foncé) : ils sont produits lors des désintégrations β^- suivant les réactions de fission ayant lieu dans les réacteurs. Il s'agit donc là aussi d'un flux d'antineutrinos électroniques dont les énergies peuvent atteindre la dizaine de MeV.

— **Neutrinos d'accélérateurs** : ils sont artificiellement créés par la collision de protons de haute énergie sur une cible dans le but d'obtenir un faisceau collimaté de neutrinos ou d'antineutrinos muoniques de quelques GeV. Leur production se fait à travers la désintégration de mésons (pions et kaons) issus de la collision des protons sur la cible. On a alors $\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$, $K^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $K^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$.

— **Neutrinos atmosphériques** (vert foncé) : trouvant leur source dans l'interaction des rayonnements cosmiques avec l'atmosphère terrestre, ils sont également produits par la désintégration de pions et de kaons. Les muons secondaires vont à leur tour se désintégrer ($\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ et $\mu^- \longrightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$), engendrant ainsi un flux total de neutrinos sur Terre composé de 2/3 de (anti)neutrino muonique et 1/3 de (anti)neutrino électronique dont la gamme d'énergie s'étend de la centaine de keV à la centaine de TeV.

— **Neutrinos cosmogéniques** : ces neutrinos sont produits par l'interaction de protons ou de noyaux d'ultra-haute énergie (E $>$ 10^{15} eV) avec les photons du fond diffus cosmologique. Leur très grande énergie les rend difficilement détectables, mais des détecteurs comme IceCube pourraient permettre leur étude.

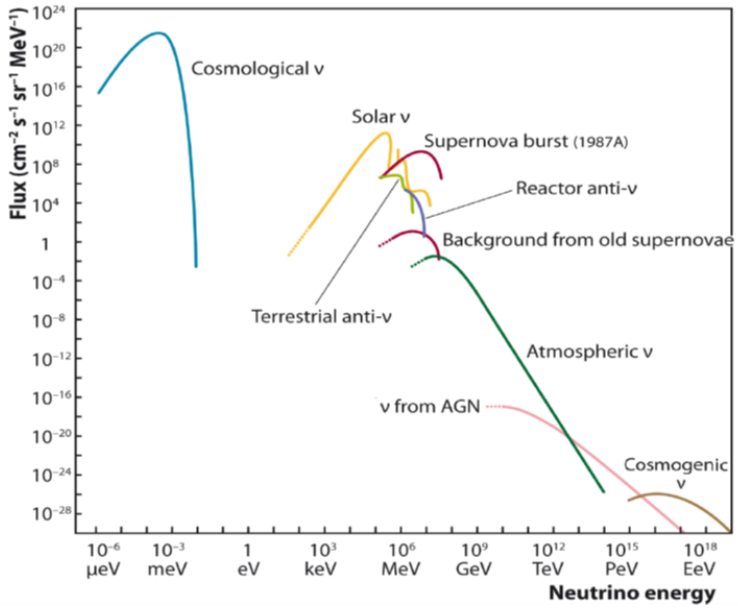


FIGURE 1.2 – Flux de neutrinos sur Terre en fonction de leur énergie selon leur origine [1].

1.2 Le neutrino dans le Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules est un cadre théorique finalisé en 1970 qui compile l'ensemble des connaissances de cette discipline. Fort de nombreux outils mathématiques ayant permis le développement de théories très poussées, il connaît rapidement un grand succès avec la validation expérimentale de la plupart de ses prédictions et notamment la découverte des bosons Z^0 et $W^{\pm}$ en 1983 [29, 30], puis celle du boson de Higgs en 2012 [31]. Ce modèle n'est cependant pas à même de décrire toutes les propriétés des neutrinos. En effet, bien que le Modèle Standard ait réussi à intégrer cette particule élémentaire en lui attribuant un spin 1/2 et la neutralité électrique, il lui attribue une masse nulle incompatible avec le phénomène d'oscillation.
Cette section présente les fondements du Modèle Standard, les propriétés du neutrino dans ce modèle, mais aussi les limitations de ce modèle vis-à-vis de cette particule.

1.2.1 Le Modèle Standard de la physique des particules

Le Modèle Standard de la physique des particules repose sur l'utilisation de théories quantiques des champs pour décrire les particules et leurs interactions en fonction de l'espace et du temps. Il s'appuie notamment sur l'utilisation des groupes de Lie et sur des principes de symétries pour modéliser les lois de conservation telles que la conservation de l'énergie ou de l'impulsion.
Dans ce modèle, l'ensemble de l'univers connu peut être décrit par 12 particules élémentaires et quatre interactions fondamentales avec leurs bosons associés.

Fermions

Les fermions sont les constituants élémentaires de la matière. Ce sont des particules de spin 1/2 obéissant à la statistique de Fermi-Dirac et au principe d'exclusion de Pauli [1]. Au nombre de 12, les fermions se répartissent selon deux familles de particules : les quarks et les leptons. A chaque fermion est associé un antifermion, qui possède la même masse et le même spin mais

1. Règle en mécanique quantique qui interdit à deux fermions de se trouver dans le même état quantique.

qui diffère par certains nombres quantiques qui sont opposés, tels que la charge électrique ou les nombres leptonique et baryonique. Ces deux familles (quarks et leptons) sont à leur tour divisées en trois générations qui se distinguent par leur masse qui augmente d'une génération à l'autre (tableau 1.1).

	Leptons (masse, charge électrique)		**Quarks** (masse, charge électrique)	
1ère génération	électron (e) (511 keV, -1 e)	neutrino-e (ν_e) (<1,1 eV, 0)	up (u) (2,3 MeV, 2/3 e)	down (d) (4,8 MeV, -1/3 e)
2ème génération	muon (μ) (106 MeV, -1 e)	neutrino-μ (ν_μ) (<190 keV, 0)	charm (c) (1,23 GeV, 2/3 e)	strange (s) (95 MeV, -1/3 e)
3ème génération	tau (τ) (1,78 GeV, -1 e)	neutrino-τ (ν_τ) (<18,2 MeV, 0)	top (t) (173,2 GeV, 2/3 e)	bottom (b) (4,2 GeV, -1/3 e)

TABLE 1.1 – Les trois générations de fermions connus, leur masse et leur charge électrique [10].

Les 6 quarks présentés dans le tableau 1.1 ne peuvent exister à l'état libre, ils s'associent pour former la famille des hadrons, soit par paire $q\bar{q}$ (méson), soit par trio qqq (baryon), voire à plus nombreux pour former des états plus exotiques (pentaquarks par exemple). Afin de satisfaire le principe d'exclusion de Pauli, leur coexistence est rendue possible grâce à l'attribution d'une charge de couleur (rouge, verte ou bleue) qui traduit aussi leur possibilité d'interaction par la force nucléaire forte.

Les leptons, également au nombre de 6, peuvent être divisés selon leur charge électrique, nulle pour les neutrinos et égale à -1 e (où e = $1{,}6.10^{-19}$ C est la charge élémentaire) pour les trois autres leptons. Il ne possèdent pas de charge de couleur, ce qui les rends insensibles à l'interaction forte. Contrairement aux quarks, les leptons peuvent se trouver libres.

Un fermion libre de masse m au repos peut être décrit par une fonction d'onde ψ à quatre composantes appelée spineur de Dirac. Chacune de ces composantes correspond à un état de particule/antiparticule ainsi qu'à une chiralité (droite/gauche). Cette fonction d'onde ψ obéit à l'équation de Dirac, généralisation relativiste de l'équation de Schrödinger :

$$(i\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} - m)\psi = 0 \tag{1.1}$$

où γ^μ sont les matrices 4x4 de Dirac :

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \qquad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix}$$

$$avec \quad \sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \qquad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Interactions fondamentales et bosons

Les fermions décrits précédemment interagissent entre eux via quatre interactions fondamentales qui sont responsables de l'ensemble des phénomènes observés dans l'univers. Plus précisément, les fermions interagissent à travers l'échange d'un boson, particule de spin entier qui obéit à la statistique de Bose-Einstein. Contrairement aux fermions, les bosons ne sont pas soumis au principe d'exclusion de Pauli et peuvent donc occuper un même état quantique. Les quatre interactions fondamentales sont :

— **L'interaction forte** : aussi appelée force nucléaire forte, cette interaction agit uniquement sur les quarks et est responsable de la cohésion des noyaux atomiques. Elle est nulle (liberté asymptotique) à très courte portée (<1 fm) et attractive à plus longue portée (quelques fm), expliquant le confinement des quarks. Cette interaction s'effectue via l'échange de 8 gluons de masse nulle, liant entre elles les particules ayant une charge de couleur.

— **L'interaction électromagnétique** : elle affecte toutes les particules ayant une charge électrique et est responsable de la cohésion des atomes, ainsi que de l'ensemble des phénomènes électriques et magnétiques de l'univers. Elle peut être attractive ou répulsive selon que les particules en interaction ont des charges électriques de signes opposés ou identiques. Cette interaction s'effectue via l'échange d'un photon de masse nulle et de portée infinie.

— **L'interaction faible** : aussi appelée force nucléaire faible, cette interaction agit sur tous les fermions et est responsable de leur changement de saveur. Elle se retrouve donc impliquée dans les décroissances bêta notamment. Cette interaction s'effectue via l'échange de 3 bosons massifs, les $W^{\pm}$ (80,4 GeV) et le Z^0 (91,2 GeV), médiateurs respectifs de l'interaction faible par courant chargé et par courant neutre. Ces bosons ayant une masse élevée, la portée de l'interaction faible est très courte, de l'ordre de l'attomètre (10^{-18} m).

— **L'interaction gravitationnelle** : elle affecte toutes les particules ayant une masse et est responsable à grande échelle de la structuration de l'univers. En revanche, aux échelles atomique et sub-atomique, son intensité est extrêmement faible et son rôle dans les processus microscopiques n'a a ce jour pas été démontré. Elle est purement attractive et de portée infinie. On attribue la médiation de cette interaction au graviton dont l'existence reste à démontrer. La portée infinie de cette interaction implique que le graviton doit avoir une masse nulle. La gravitation n'est pas décrite selon une théorie quantique mais par la relativité générale.

Interaction	**Boson vecteur** (Masse)	**Influence**	**Propriété**	**Portée**	**Intensité relative**
Forte	Gluons (nulle)	Charge de couleur	Nulle Attractive	<1 fm Quelques fm	1
Électromagnétique	Photon (nulle)	Charge électrique	Répulsive Attractive	Infinie	10^{-2}
Faible	$W^{\pm}$ (80,4 GeV) Z^0 (91,2 GeV)	Toutes les particules	Changement de saveur	10^{18} m	10^{-7}
Gravitation	Graviton ? (nulle)	Particules massives	Attractive	Infinie	10^{-38}

TABLE 1.2 – Propriétés des quatre interactions fondamentales [10].

Théorie électrofaible

Le Modèle Standard a réussi à unir en une unique théorie les interactions électromagnétique et faible, en dépit de leurs caractéristiques très différentes aux énergies atomiques et nucléaires (eV - GeV). La théorie électromagnétique décrite par le groupe de rotation du cercle U(1) qui agit sur l'hypercharge est associée à l'interaction faible décrite à partir du groupe spécial unitaire SU(2) d'isospin faible selon une théorie de jauge locale dans le groupe de symétrie SU(2)$\otimes$ U(1). Cette théorie, donnée par le modèle de Glashow-Salam-Weinberg est alors invariante

sous transformation d'isospin faible I^W et d'hypercharge faible Y = 2(Q - I_Z) où Q est la charge électrique. Ce modèle fait intervenir quatre bosons, 3 bosons de jauge W^i_μ, (i=1,2,3) du groupe SU(2) et un boson scalaire B_μ du groupe U(1). Cependant, la masse de ces bosons est nulle selon cette théorie, ce qui est en contradiction avec les mesures expérimentales.

Ce problème est résolu grâce à l'introduction d'une brisure spontanée de la symétrie électrofaible générée par le mécanisme de Higgs [32]. Le modèle introduit un champ scalaire supplémentaire dont l'état de vide non nul autorise trois des quatre bosons de l'interaction électrofaible à avoir une masse non nulle à travers leur interaction avec ce champ. Les bosons alors décrits sont les trois bosons massifs de l'interaction faible $W^\pm$, Z^0 et le boson médiateur de la force électromagnétique γ de masse nulle.

1.2.2 Description du neutrino

Chiralité et violation de parité

La mécanique quantique fait appel aux propriétés de symétries pour définir les règles d'évolution d'un système considéré. Les plus connues sont sans doute les symétries C, P et T (conjugaison de charge, parité, temps). La conjugaison de charge change une particule en son antiparticule ($p \longrightarrow \bar{p}$), la parité change le signe des coordonnées spatiales du système ((X,Y,Z) $\longrightarrow$ (-X,-Y,-Z) et la symétrie T renverse le temps (T $\longrightarrow$ -T).

L'interaction faible possède la propriété de ne pas être conservative par symétrie de parité. Cette violation de la parité a été introduite en 1956 par T-D. Lee et C. N. Yang puis mesurée en 1957 par C-H. Wu [33] grâce à une expérience étudiant la distribution angulaire des électrons lors de la décroissance β du ^{60}Co et par R. L. Garwin et L. M. Lederman avec des mesures de décroissances de muons et de pions [34]. La violation de parité peut être expliquée grâce à la notion d'hélicité. Si la projection du spin de la particule sur son impulsion est dans le même sens, l'hélicité est droite, si la projection de spin sur l'impulsion est dans le sens opposé, l'hélicité est gauche. Dans le cas des neutrinos, appliquer la symétrie de parité à un neutrino gauche équivaut à considérer un neutrino droit ; appliquer la symétrie de parité à un antineutrino droit équivaut à considérer un antineutrino gauche. Or, pour ces particules, seuls des neutrinos gauches et des antineutrinos droits ont été observés jusqu'à présent, ce qui est caractéristique de la violation de parité de l'interaction faible.

Les composantes gauche ψ_L et droite ψ_R du champ ψ précédemment défini, peuvent être obtenues en appliquant les projecteurs P_R et P_L tels que :

$$\psi_L = P_L\psi = \frac{1}{2}(1-\gamma^5)\psi \tag{1.2}$$

$$\psi_R = P_R\psi = \frac{1}{2}(1+\gamma^5)\psi \tag{1.3}$$

avec $\psi = \psi_R + \psi_L$ et $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ la cinquième matrice de Dirac.
Ces champs chiraux peuvent aussi s'exprimer selon l'hélicité $\psi_{\pm 1/2}$ de la particule, sa masse m et son énergie E :

$$\psi_L = \psi_{-1/2} + F(\frac{m}{E})\psi_{1/2} \tag{1.4}$$

$$\psi_R = \psi_{1/2} + F(\frac{m}{E})\psi_{-1/2} \tag{1.5}$$

où $F(\frac{m}{E})$ est une fonction de l'énergie et de la masse. Pour les particules de masse nulle (ou de masse très faible comme le neutrino), la notion d'hélicité est confondue avec la notion de

chiralité, ce qui n'est pas le cas des particules massives qui conservent leur chiralité mais qui peuvent être observées dans les deux états d'hélicité.

Interaction

Le neutrino est un fermion de spin 1/2, de charge électrique nulle, sans charge de couleur et ayant une masse nulle. Il n'est donc soumis qu'à l'interaction faible, le rendant ainsi très difficilement détectable. Nous avons pu voir que le Modèle Standard décrit trois bosons vecteurs de l'interaction faible. Deux d'entre eux ($W^{\pm}$) véhiculent une interaction par courant chargé gauche qui couple les neutrinos aux leptons chargés. Le dernier (Z^0) est le médiateur de l'interaction par courant neutre et couple les leptons chargés entre eux ou les neutrinos entre eux. Pour satisfaire la propriété de violation de parité de l'interaction faible, le couplage vectoriel γ^μ dans la formule 1.1 est transformée en :

$$\gamma^\mu \longrightarrow \frac{1}{2}\gamma^\mu(1-\gamma^5) \tag{1.6}$$

Apparaissent alors un terme en γ^μ vectoriel et un terme en $(-\gamma^\mu\gamma^5)$ axial caractéristique de l'interaction faible par courant gauche, noté (V-A). A ce jour, aucune interaction faible par courant chargé droit (V+A) n'a été observée expérimentalement. Concrètement, cela signifie que l'interaction faible par courant chargé n'affecte que la composante gauche des particules (particules de chiralité gauche et antiparticules de chiralité droite). Cela signifie aussi que la symétrie de conjugaison de charge C n'est pas respectée. En revanche, l'interaction faible semble être conservative par application de la symétrie CP. La recherche de processus non conservatifs vis-à-vis de cette symétrie est un sujet très étudié actuellement.

1.3 Limitations du Modèle Standard

Depuis sa mise en place, le Modèle Standard a su s'imposer dans la communauté des physiciens des particules en tant que modèle de référence grâce aux nombreux succès qu'il a rencontré aussi bien pour la prédiction de l'existence de particules que pour la description de leurs interactions. Ce modèle montre cependant des limitations :

- La gravitation n'est pas incluse dans ce modèle.
- Le nombre de familles de fermions égal à 3 n'est pas prédit.
- Les valeurs des masses des fermions (neutrinos non compris) sont décrites à l'aide de 9 paramètres libres pour reproduire les données expérimentales. De ce fait, rien n'explique leur dispersion sur 12 ordres de grandeur (de $m_{\nu_e} < 1{,}1\,\mathrm{eV}$ à $m_t = 173{,}2\,\mathrm{GeV}$).
- D'autres paramètres libres sont ajoutés : les constantes de couplages des interactions (3), les paramètres issus du potentiel de Higgs (2), des angles de mélange et une phase de violation CP dans le secteur des quarks (3+1) et enfin une phase de violation CP de l'interaction forte (1). Cela constitue au total 19 paramètres libres, auxquels on peut ajouter 7 paramètres supplémentaires (trois termes de masse, trois angles de mélange et une phase de violation CP) si l'on considère le neutrino.
- La matière noire et l'énergie noire prédites par le modèle standard de la Cosmologie, le modèle ΛCDM, ne sont pas décrites par le Modèle Standard.
- La masse non nulle du neutrino aujourd'hui nécessaire pour expliquer le phénomène d'oscillations entre saveurs des neutrinos n'est pas intégrée au modèle.

Les paragraphes ci-dessous se concentrent sur les limitations relatives aux neutrinos : le phénomène d'oscillation à l'origine de la découverte de leur masse, les conséquences sur les modèles de masse et l'existence possible d'une quatrième famille de neutrinos.

1.3.1 Phénomène d'oscillation

La récente découverte des oscillations d'un état de saveur à un autre a montré que le neutrino avait une masse non nulle et qu'il existait alors un mélange entre les états de saveur (ν_e, ν_μ, ν_τ) de l'interaction faible et les états propres de masse (ν_1, ν_2, ν_3) décrivant la propagation des neutrinos.

Mélange des saveurs de neutrinos et oscillation

En considérant un neutrino massif, l'oscillation trouve son origine dans le mélange des états de saveur, c'est à dire que chaque état de saveur leptonique n'est pas un état propre de masse mais une superposition d'états propres de masse. Au cours de sa propagation, un neutrino massif subit un déphasage entre ses états de saveur qui modifie la probabilité de détection d'une saveur donnée et peut conduire à la détection d'une saveur différente de celle d'origine. Le phénomène d'oscillation n'est donc pas conservatif vis-à-vis du nombre leptonique de saveur, mais conserve le nombre leptonique total.
A l'instar de ce qui est fait pour les quarks avec la matrice de mélange CKM [35, 36], on peut définir une matrice de mélange unitaire U_{PMNS} (matrice de mélange de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) [37, 38] qui couple les états propres de saveurs (ν_e, ν_μ, ν_τ) aux états propres de masse (ν_1, ν_2, ν_3) selon la relation :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}|\nu_i\rangle \iff \begin{pmatrix}\nu_e\\ \nu_\mu\\ \nu_\tau\end{pmatrix} = U_{PMNS}\begin{pmatrix}\nu_1\\ \nu_2\\ \nu_3\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}U_{e1} & U_{e2} & U_{e3}\\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3}\\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_1\\ \nu_2\\ \nu_3\end{pmatrix} \tag{1.7}$$

où les indices $\alpha = (e, \mu, \tau)$ et $i = (1, 2, 3)$.
La matrice U_{PMNS} étant unitaire, les 9 paramètres $U_{\alpha i}$ peuvent se réduire à 4 paramètres libres, 3 angles de mélange θ_{12}, θ_{23}, θ_{31} qui caractérisent la probabilité d'oscillation d'un état de saveur à un autre et une phase de Dirac δ qui traduit la possible violation de symétrie CP. Si le neutrino est de Majorana, c'est-à-dire s'il est sa propre antiparticule ($\nu = \bar{\nu}$), deux phases supplémentaires η_1 et η_2 sont alors ajoutées. La matrice U_{PMNS} peut alors être réécrite telle que :

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix}c_{12} & s_{12} & 0\\ -s_{12} & c_{12} & 0\\ 0 & 0 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & 0 & 0\\ 0 & c_{23} & s_{23}\\ 0 & -s_{23} & c_{23}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta}\\ 0 & 1 & 0\\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & 0 & 0\\ 0 & e^{i\eta_1} & 0\\ 0 & 0 & e^{i\eta_2}\end{pmatrix} \tag{1.8}$$

où les paramètres c_{ij} et s_{ij} désignent les cosinus et sinus des angles de mélange θ_{ij}. Les angles de mélange sont accessibles par la mesure de neutrinos solaires (θ_{12}), atmosphériques (θ_{23}) et de réacteurs et d'accélérateurs (θ_{31}).

Oscillations dans le vide

Dans le vide, les oscillations sont purement cinématiques et peuvent être décrites par l'équation de Schrödinger qui décrit l'évolution d'un état propre de masse $|\nu_i(t = 0)\rangle$ vers un état $|\nu_i(t)\rangle$:

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i L)}|\nu_i(0)\rangle \tag{1.9}$$

avec E_i l'énergie du neutrino, p_i son impulsion et L la distance parcourue pendant le temps t. En considérant la masse très faible du neutrino, sa vitesse est très proche de celle de la lumière et son énergie peut s'exprimer comme :

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \approx p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \approx p_i + \frac{m_i^2}{2E_i} \tag{1.10}$$

permettant ainsi de simplifier l'équation (1.9) :

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i\frac{m_i^2}{2E_i}L}|\nu_i(0)\rangle \tag{1.11}$$

Appliquée à un état de saveur donné, cette équation devient :

$$\begin{aligned}|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}e^{-i\frac{m_i^2}{2E_i}L}|\nu_i(0)\rangle &= \sum_i U_{\alpha i}e^{-i\frac{m_i^2}{2E_i}L}\sum_\beta U^*_{\beta i}|\nu_\beta(0)\rangle \\ &= \sum_i\sum_\beta U^*_{\beta i}e^{-i\frac{m_i^2}{2E_i}L}U_{\alpha i}|\nu_\beta(0)\rangle \end{aligned} \tag{1.12}$$

Cette formule permet de calculer la probabilité de détecter un neutrino de saveur β à un instant t lorsqu'un neutrino de saveur α a été émis au temps $t = 0$:

$$\begin{aligned}P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) &= |\langle\nu_\beta(t)|\nu_\alpha(0)\rangle|^2 \\ &= |\sum_i U_{\alpha i}e^{-i\frac{m_i^2}{2E_i}L}U^*_{\beta i}|^2 \\ &= \sum_{i,j} U_{\alpha i}U^*_{\beta i}U^*_{\alpha j}U_{\beta j}e^{i\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}L} \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4\sum_{i>j}\Re(U^*_{\alpha i}U_{\beta i}U_{\alpha j}U^*_{\beta j})sin^2(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E}L) + 2\sum_{i>j}\Im(U^*_{\alpha i}U_{\beta i}U_{\alpha j}U^*_{\beta j})sin(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}L)\end{aligned} \tag{1.13}$$

Cette probabilité dépend de la distance L parcourue par le neutrino depuis son émission, de l'énergie E du neutrino et de la différence des masses au carré $\Delta m_{ij} = m_i^2 - m_j^2$ des états ν_i et ν_j. La présence de ce dernier terme dans la formule (1.13) montre que les oscillations ne sont possibles que pour des particules massives de masses différentes.

En se plaçant dans des conditions de distance d'observation L et d'énergie des neutrinos E adaptées, l'oscillation peut être dominée par le mélange entre deux saveurs seulement. L'oscillation peut alors s'exprimer plus simplement en fonction des deux états de saveur (ν_α et ν_β), des deux états propres de masse (ν_i et ν_j) et de l'angle de mélange θ_{ij} :

$$\begin{pmatrix}\nu_\alpha \\ \nu_\beta\end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos(\theta_{ij}) & sin(\theta_{ij}) \\ -sin(\theta_{ij}) & cos(\theta_{ij})\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_i \\ \nu_j\end{pmatrix} \tag{1.14}$$

Ainsi, la probabilité d'oscillation s'écrit :

$$P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = sin^2(2\theta_{ij})sin^2(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}) \tag{1.15}$$

L'amplitude des oscillations dépend donc de la valeur de l'angle de mélange θ_{ij}. La période dépend du facteur $\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}$, et donc pour un rapport L/E donné, de la différence de masse Δm_{ij}^2 entre les deux états propres de masse. Les expériences se placent à une distance L de la source qui correspond à un maximum de l'oscillation (n$\times\frac{2\pi E}{\Delta m^2}$) pour étudier les propriétés des neutrinos. Elles mesurent alors l'apparition d'une saveur ($\nu_\alpha \to \nu_\beta$) ou la disparition des neutrinos de saveur originelle ($\nu_\alpha \to \nu_\alpha$).

Oscillations dans la matière

Les neutrinos interagissent par courant faible chargé ou neutre avec les électrons et les quarks qui composent la matière traversée. La probabilité de diffusion élastique d'un neutrino électronique sur un électron étant de 10^{-49} cm^2, seules les diffusions cohérentes de neutrinos ayant lieu vers l'avant (qui n'affectent pas la cinématique de l'évènement) seront prises en compte dans la description du mécanisme d'oscillation dans la matière. Ces diffusions cohérentes introduisent un phénomène d'interférence (modification des paquets d'ondes) entre les fonctions d'ondes initiale et finale qui impacte les paramètres d'oscillations θ_V et Δm^2_V (paramètres d'oscillation dans le vide), appelé effet MSW (Mikheev-Smirnov-Wolfenstein) [39, 40].

Les diffusions cohérentes provenant des interactions par courant neutre sont insensibles à la saveur leptonique et donc équivalentes pour les trois saveurs de neutrinos. Ce n'est pas le cas des interactions par courant chargé qui couple les neutrinos aux leptons chargés de même saveur. La matière stable traversée par les neutrinos ne contenant ni muons, ni tau, seuls les neutrinos électroniques vont donc interagir avec les électrons. Ces neutrinos sont alors soumis à un potentiel effectif V qui dépend de la densité volumique d'électrons N_e de la matière traversée :

$$V(\nu_e) = \sqrt{2}G_F N_e \qquad et \qquad V(\bar{\nu}_e) = -\sqrt{2}G_F N_e \tag{1.16}$$

avec G_F la constante de Fermi. La probabilité d'oscillation dans la matière prend alors la forme (dans le cas simplifié de deux saveurs) :

$$P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = sin^2(2\theta_M) sin^2(\frac{\Delta m^2_M L}{4E}) \tag{1.17}$$

avec deux nouveaux paramètres θ_M et Δm^2_M, dépendants de la densité électronique et reliés aux paramètres d'oscillation dans le vide θ_V et Δm^2_V par :

$$sin^2(2\theta_M) = \frac{sin^2 2\theta_V}{sin^2 2\theta_V + (cos 2\theta_V - R)^2} \tag{1.18}$$

$$\Delta m^2_M = \Delta m^2_V \sqrt{sin^2 2\theta_V + (cos 2\theta_V - R)^2} \tag{1.19}$$

$$avec \quad R = \pm \frac{2\sqrt{2}G_F E N_e}{\Delta m^2_V} \tag{1.20}$$

La densité critique N_c pour laquelle, à une énergie E donnée, la probabilité d'oscillation est maximale ($sin(2\theta_M) = 1 \iff$ R $= cos 2\theta_V$), est définie comme :

$$N_c = \pm \frac{cos 2\theta_V \Delta m^2_V}{2\sqrt{2}G_F E} \tag{1.21}$$

Trois cas de figures se présentent selon la valeur de N_e :

- si $N_e \ll N_c$ alors l'oscillation peut être considérée identique à celle du vide ;
- si $N_e \approx N_c$, nous sommes dans le cas d'une résonance et la probabilité de changement de saveur est maximal ;
- si $N_e > N_c$, l'oscillation est supprimée par les effets de matière.

Nous pouvons aussi remarquer que la probabilité d'oscillation est amplifiée (diminuée) si $\Delta m^2_V > 0$ pour les (anti)neutrinos pour un même trajet dans la matière en raison du signe du potentiel V, et inversement si $\Delta m^2_V < 0$. L'observation de cet effet est aujourd'hui utilisée pour tenter d'établir le signe de Δm^2_V et ainsi déterminer l'ordre des masses des neutrinos (partie 1.3). Le développement du modèle MSW a ainsi permis d'expliquer le déficit dans le flux attendu de neutrinos solaires détectés sur Terre en prenant en compte les oscillations au sein du Soleil et de déterminer le signe de Δm^2_{12}.

Résultats des expériences d'oscillation et ordre des masses

Les différentes expériences qui étudient le phénomène d'oscillations ne sont généralement sensibles qu'à une partie des paramètres de mélange selon la source de neutrinos observée (et donc selon l'énergie et la distance d'étude possibles). Ainsi on peut citer par exemple :

— SNO [41] ou SuperKamiokande [42] pour les neutrinos solaires avec une mesure de $sin^2\theta_{12}$ et Δm^2_{12} ;

— KamLAND [43] ou Double Chooz [44] pour les neutrinos de réacteurs avec une mesure de $sin^2\theta_{31}$;

— T2K [45] ou NOνA [46] pour les neutrinos d'accélérateurs avec une mesure de $sin^2\theta_{23}$, Δm^2_{31} et la phase de violation CP δ_{CP} ;

— ORCA [47] ou HyperKamiokande [48] pour les neutrinos atmosphériques avec une mesure de Δm^2_{23}.

Le tableau 1.3 présente les meilleures valeurs des paramètres obtenues jusqu'à maintenant.

Paramètre	**Valeur**		**Référence**
	$\Delta m^2 > 0$ (NO)	$\Delta m^2 < 0$ (IO)	
$sin^2\theta_{12}$	$0,320^{+0,020}_{-0,016}$		[49]
$sin^2\theta_{23}$	$0,547^{+0,020}_{-0,034}$	$0,551^{+0,018}_{-0,300}$	[50]
$sin^2 2\theta_{31}$	$0,105 \pm 0,014$		[44]
Δm^2_{12}	$7,55^{+0,20}_{-0,16}.10^{-5}\,\mathrm{eV}^2$		[49]
Δm^2_{31}	$2,50 \pm 0,03.10^{-3}\,\mathrm{eV}^2$	$2,42^{+0,03}_{-0,04}.10^{-3}\,\mathrm{eV}^2$	[44]
δ_{CP}/π	$1,39^{+0,26}_{-0,18}$	$1,39^{+0,25}_{-0,22}$	[51]

TABLE 1.3 – Meilleures valeurs actuelles sur les paramètres d'oscillations.

Les deux colonnes NO (Normal Ordering pour ordre normal) et IO (Inverted Ordering pour ordre inverse) font référence à l'ordre possible pour les masses m_1, m_2 et m_3. En effet, les expériences mesurant les oscillations ne donnent pas accès à la valeur absolue des masses m_1, m_2 et m_3 mais à la différence de masses $\Delta m^2_{ij} = m^2_i - m^2_j$ qui permet d'établir deux scénarios d'ordre des masses. La valeur et le signe de Δm^2_{12} qui ont pu être déterminés avec l'étude des neutrinos solaires, $\Delta m^2_{12} = 7,55.10^{-5}\,\mathrm{eV}^2$, permettent de définir que $m_1 < m_2$. L'étude des neutrinos atmosphériques a quant à elle permis une mesure de la valeur de Δm^2_{31} telle que $|\Delta m^2_{31}| \gg |\Delta m^2_{12}|$ mais le signe reste indéterminé laissant deux possibilités d'ordre des masses :

— Si $\Delta m^2_{31} > 0$ alors $m_1 < m_2 \ll m_3$, nous nous plaçons dans le cadre de l'ordre normal (figure 1.3 gauche) ;

— si $\Delta m^2_{31} < 0$ alors $m_3 \ll m_1 < m_2$, l'ordre est alors inverse (figure 1.3 droite) ;

On notera également dans les résultats des expériences d'oscillation qu'une phase de violation δ_{CP} non nulle est actuellement favorisée avec une valeur proche de $\pi/2$, qui semble traduire une violation de la symétrie CP quasi-maximale.

1.3.2 Origine de la masse

Étant donné que le Modèle Standard décrit le neutrino avec une masse nulle, une extension de ce modèle doit être développée pour attribuer une masse au neutrino. Cette nouvelle théorie doit aussi être capable d'apporter une réponse aux questions suivantes : pourquoi la masse des neutrinos est-elle aussi faible comparée à celle des autres fermions ? Et cette faible masse peut-elle expliquer l'absence de neutrinos droits et d'antineutrinos gauches ?

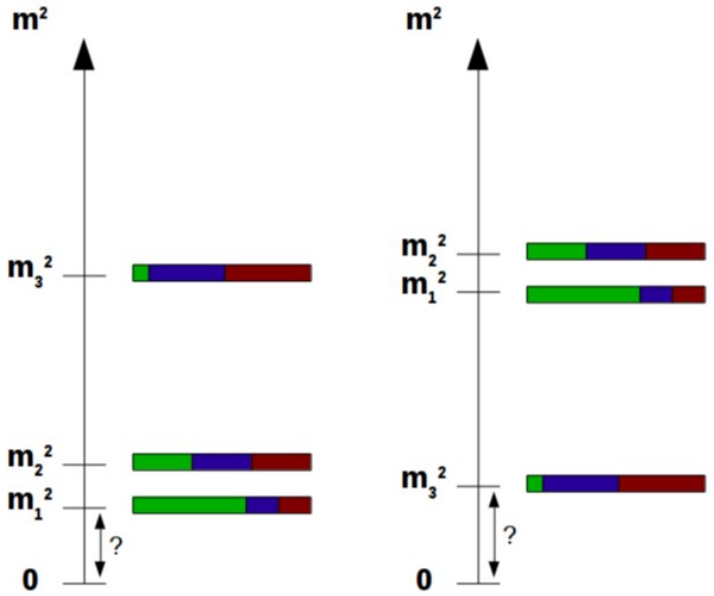


FIGURE 1.3 – Diagrammes d'ordres des masses dans le cas de l'ordre normal (gauche) et inverse (droite). Les couleurs représentent le mélange des états de saveur électronique (vert), muonique (bleu) et tauique (rouge) de chaque état de masse.

Mécanisme de Dirac

Dans le cas d'un mécanisme de masse de Dirac, la particule est décrite par un champ de chiralité gauche (ψ_L pour la particule et $\bar{\psi}_R$ pour l'antiparticule) et un champ chiral droit (ψ_R et $\bar{\psi}_L$) satisfaisant le Lagrangien de Dirac :

$$\mathcal{L}^{\mathcal{D}} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} - m)\psi \tag{1.22}$$

où $\bar{\psi}$ est l'adjoint de Dirac défini comme $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$. Le terme de masse :

$$-\mathcal{L}^D_{masse} = \bar{\psi} m_D \psi$$

prend alors la forme :

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}^D_{masse} &= m_D \overline{(\psi_L + \psi_R)}(\psi_L + \psi_R) \\ &= m_D(\bar{\psi}_L\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_R\psi_R) \end{aligned}$$

qui, en utilisant la simplification :

$$\bar{\psi}_{L(R)}\psi_{L(R)} = \psi^\dagger_{L(R)}\gamma^0\psi_{L(R)} = \psi P_{L(R)}\gamma^0 P_{L(R)}\psi = \psi\gamma^0 P_{R(L)}P_{L(R)}\psi = 0$$

devient :

$$-\mathcal{L}^D_{masse} = m_D(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \tag{1.23}$$

m_D est alors la masse de Dirac qui est générée pour la particule de Dirac selon le mécanisme de Higgs. Pour appliquer ce mécanisme aux neutrinos, il est donc nécessaire d'ajouter un champ chiral droit ($\bar{\psi}_L$ et ψ_R) à la description standard qui ne comporte que la composante chirale gauche (spineur de Weyl). Ce mécanisme de Dirac qui est séduisant par la symétrie qu'il rétablit entre les neutrinos et les autres leptons, tous décrits par des champs gauche et droit, ne permet toutefois pas d'expliquer pourquoi la masse des neutrinos est aussi faible en comparaison des autres fermions.

Mécanisme de Majorana

De tous les fermions, le neutrino est le seul qui est électriquement neutre. Cela peut alors autoriser le neutrino à être une particule dite de Majorana, c'est-à-dire qu'il pourrait être sa propre antiparticule ($\nu = \bar{\nu}$) [52]. Soit $C = i\gamma_0\gamma_2$ l'opérateur de conjugaison de charge. Un neutrino gauche de Majorana va alors être défini par deux degrés de liberté ψ_L et son conjugué par C $(\psi_L)^C$ tels que :

$$\psi_{L(R)} \xrightarrow{C} (\psi_{L(R)})^C = (\psi^C)_{R(L)} = \psi_{R(L)} \tag{1.24}$$

Le conjugué de charge d'un neutrino droit est un neutrino gauche et vice-versa. Cela nous permet de définir le neutrino de Majorana par un champ ψ^M qui est solution de l'équation de Dirac :

$$\psi^M = \psi_{L(R)} + (\psi_{L(R)})^C \tag{1.25}$$

Appliquons ce nouveau champ dans l'équation du Lagrangien :

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}^M_{L(R)} &= \bar{\psi}^M m_{L(R)} \psi^M \\
&= m_{L(R)} \overline{(\psi_{L(R)} + (\psi_{L(R)})^C)} (\psi_{L(R)} + (\psi_{L(R)})^C) \\
&= m_{L(R)} (\bar{\psi}_{L(R)} \psi_{L(R)} + \bar{\psi}_{L(R)} (\psi_{L(R)})^C + \overline{(\psi_{L(R)})^C} \psi_{L(R)} + \overline{(\psi_{L(R)})^C} (\psi_{L(R)})^C) \\
&= m_{L(R)} (\bar{\psi}_{L(R)} (\psi_{L(R)})^C + \overline{(\psi_{L(R)})^C} \psi_{L(R)})
\end{aligned} \tag{1.26}$$

Apparaissent alors deux termes de masse m_L et m_R de Majorana.

Mécanisme de Dirac-Majorana

Les deux mécanismes décrits précédemment permettent de donner une masse aux neutrinos, soit en ajoutant une composante droite au modèle de Weyl (mécanisme de Dirac), soit en supposant la nature de Majorana du neutrino (modèle de Majorana). Un modèle plus général, appelé mécanisme de Dirac-Majorana, permet également de donner une masse au neutrino, en ajoutant une composante gauche et une droite à un neutrino de Majorana. Le Lagrangien s'écrit donc :

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}^{D+M} &= m_D \bar{\psi}_R \psi_L + \frac{1}{2}(m_L \overline{(\psi_L)^C} \psi_L + m_R \overline{(\psi_R)^C} \psi_R) \\
&\quad + m_D \bar{\psi}_L \psi_R + \frac{1}{2}(m_L \bar{\psi}_L (\psi_L)^C + m_R \bar{\psi}_R (\psi_R)^C)
\end{aligned} \tag{1.27}$$

Les facteurs 1/2 sont des facteurs de normalisation qui tiennent compte de la dépendance entre $(\psi_{L(R)})^C$ et $\bar{\psi}_{L(R)}$. Cette formule peut être réécrite selon une notation matricielle :

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}^{D+M} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\psi}_L & \overline{(\psi_R)^C} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\psi_L)^C \\ \psi_R \end{pmatrix} + h.c. \\
&= \frac{1}{2} \bar{\Psi}_L \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \Psi_R + h.c.
\end{aligned} \tag{1.28}$$

où le terme h.c. désigne le conjugué hermitique et les termes Ψ_L et Ψ_R sont deux nouveaux champs tels que :

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_L^C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_L \\ (\psi_R)^C \end{pmatrix} \qquad et \qquad \Psi_R = \begin{pmatrix} \psi_R^C \\ \psi_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\psi_L)^C \\ \psi_R \end{pmatrix} \tag{1.29}$$

La diagonalisation de la matrice donnée dans le Lagrangien permet d'obtenir les valeurs propres qui décrivent deux états de masse m_+ et m_- :

$$m_\pm = \pm\frac{1}{2}(m_L + m_R \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4m_D^2}) \tag{1.30}$$

Deux cas se présentent alors :

— si $m_L = m_R = 0$ alors $m_+ = m_- = m_D$ et le neutrino est une particule de Dirac pure ;
— si $m_D = 0$ alors $m_+ = m_L$ et $m_- = m_R$ et le neutrino est une particule de Majorana pure. L'équation possède également deux solutions distinctes avec deux termes de masse différents.

Mécanisme de la balançoire

Aussi appelé mécanisme du *see-saw*, ce modèle apporte une solution à la faible masse des neutrinos et permet d'expliquer l'absence des neutrinos droits dans les expériences.
Deux hypothèses sont faites dans ce mécanisme :

— $m_R \gg m_L, m_D$, expliquant l'absence de détection de neutrinos droits en leurs attribuant une masse très élevée ;
— $m_L = 0$, permettant d'éviter le terme $\bar{\psi}_L(\psi_L)^C$ dans la formule 1.26. En effet ce couplage de champs gauches nécessiterait, pour créer la masse m_L, un nouveau mécanisme de Higgs faisant appel à un triplet de Higgs pour des raisons d'invariance d'isospin.

Les valeurs propres données par la formule 1.30 deviennent alors [53] :

$$m_+ = m_R \qquad et \qquad m_- = \frac{m_D^2}{m_R} \tag{1.31}$$

Les états propres Ψ_+ et Ψ_- s'écrivent :

$$\Psi_+ = (\psi_R + \psi_R^C) + \frac{m_D}{m_R}(\psi_L + \psi_L^C) \approx (\psi_R + \psi_R^C) \tag{1.32}$$

$$\Psi_- = (\psi_L + \psi_L^C) - \frac{m_D}{m_R}(\psi_R + \psi_R^C) \approx (\psi_L + \psi_L^C) \tag{1.33}$$

L'état Ψ_+ de masse m_+ décrit un neutrino lourd dans un état de chiralité majoritairement droit ; l'état Ψ_- de masse m_- décrit un neutrino léger dans un état de chiralité majoritairement gauche. Puisque $m_- = \frac{m_D^2}{m_+}$, plus la masse du neutrino gauche léger est petite, plus la masse du neutrino droit lourd est grande, la masse de Dirac m_D servant de point de pivot à l'ensemble (d'où le nom de mécanisme de la balançoire illustré par la figure 1.4).

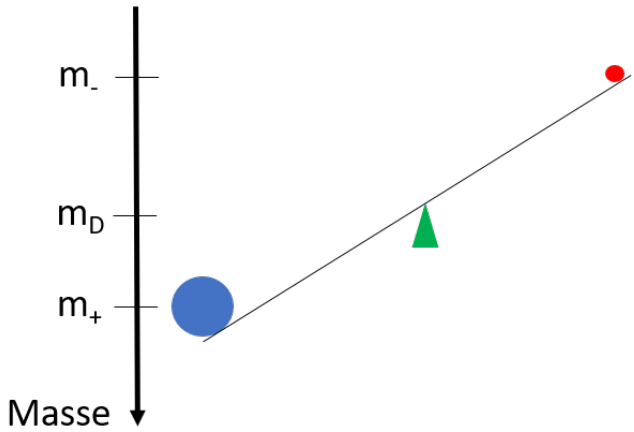


FIGURE 1.4 – Mécanisme de la balançoire où le neutrino gauche léger (rouge) est d'autant plus léger que le neutrino droit massif (bleu) est lourd. La masse de Dirac m_D (vert) sert de point pivot.

Selon ce mécanisme, en considérant un neutrino léger de 0,2 eV (sensibilité KATRIN) et une masse de Dirac $m_D \approx 173$ GeV (masse du quark top le plus lourd), l'échelle de masse des

neutrinos droits serait de l'ordre de 10^{15} GeV, soit l'échelle de la théorie de grande unification (GUT) des interactions. Ce mécanisme permet donc de générer un neutrino droit lourd nécessaire au modèle de leptogénèse permettant d'expliquer l'asymétrie matière-antimatière présentée en 1.4.1.

1.3.3 Mesures de masse

Si les expériences mesurant les oscillations de saveur des neutrinos permettent d'avoir accès à la différence des carrés des états de masses ($\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$), elles ne permettent pas de mesure absolue de ces masses. Il est possible mesurer la masse des neutrinos selon deux méthodes : les mesures dites directes qui nous renseignent sur la masse absolue des neutrinos et les mesures indirectes qui permettent de contraindre leur masse en s'appuyant sur l'observation de phénomènes qui dépendent de cette masse.

Mesures directes

La première technique de mesure directe de masse consiste à étudier les désintégrations β^- ($n \to p + e^- + \bar{\nu}_e$). L'énergie de désintégration disponible Q_β est partagée en énergie cinétique et énergie de masse de l'électron et de l'antineutrino et en énergie de recul du noyau, cette dernière étant négligeable du fait de la différence des masses mises en jeu. Dans le cas où le neutrino est émis au repos (sans énergie cinétique), l'électron emporte toute l'énergie disponible tel que $E_{e^-} = Q_\beta - m_\nu^\beta c^2$. La fin du spectre en énergie de l'électron présenté figure 1.5 se retrouve alors distordu selon la valeur de la masse de l'antineutrino électronique m_ν^β qui vaut :

$$m_\nu^\beta = \sqrt{\sum_{i=1}^{3} |U_{ei}|^2 m_i^2} = \sqrt{c_{12}^2 c_{13}^2 m_1^2 + s_{12}^2 c_{13}^2 m_2^2 + s_{13}^2 m_3^2} \tag{1.34}$$

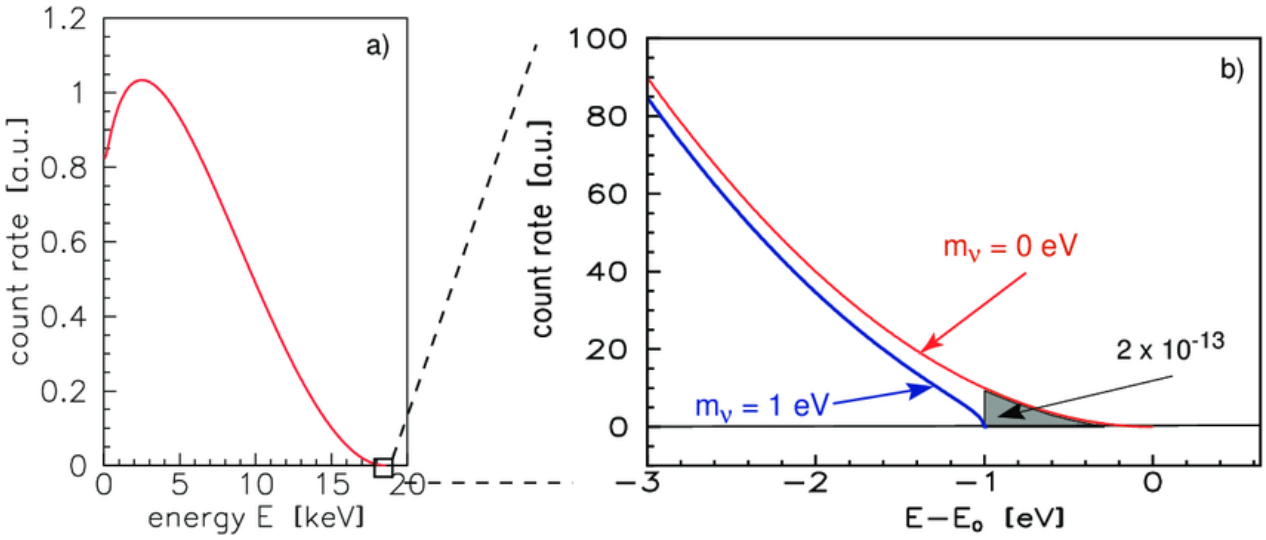


FIGURE 1.5 – Spectre théorique en énergie de la décroissance β^- du tritium (gauche) et zoom sur la fin du spectre (droite). La courbe rouge présente l'allure du spectre attendue pour un neutrino sans masse et la courbe bleue montre la distorsion qu'implique une masse du neutrino de 1 eV. La zone grisée correspond à la proportion d'évènements d'énergie supérieure à Q_β-1 eV.

Le nombre d'évènements attendu à l'énergie Q_β est extrêmement faible mais il est possible d'augmenter la statistique en étudiant une transition avec un Q_β faible. Deux isotopes sont

utilisés, le tritium (^{3}H) et le rhénium (^{187}Re) :

$$^3H \rightarrow ^3He + e^- + \bar{\nu}_e \qquad avec \quad Q_\beta = 18,6\,keV \quad et \quad T_{1/2} = 12,3\,ans \tag{1.35}$$

$$^{187}Re \rightarrow ^{187}Os + e^- + \bar{\nu}_e \qquad avec \quad Q_\beta = 2,47\,keV \quad et \quad T_{1/2} = 3,2.10^9\,ans \tag{1.36}$$

La courte demi-vie du tritium en fait un très bon candidat. Il est d'ailleurs à l'étude dans l'expérience KATRIN [2] qui vise une sensibilité de $m_\nu^\beta < 0,2$ eV et qui a posé la meilleure limite actuelle : $m_\nu^\beta < 1,1$ eV [54]. Le rhénium (étudié dans les expériences ECHo [3] ou HOLMES [4] par exemple) présente l'avantage d'une plus faible énergie de transition comparé au tritium, mais il est défavorisé par sa très longue demi-vie.

Une autre technique de mesure directe de la masse du neutrino consiste à étudier les décroissances de pions et de leptons τ, donnant ainsi accès aux masses des neutrinos muonique et tauïque :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \qquad et \qquad \tau^- \rightarrow W^- + \nu_\tau \tag{1.37}$$

Une mesure précise des masses des particules mises en jeu et de la quantité de mouvement de la particule fille accompagnant le neutrino permettent de calculer la masse du neutrino correspondant :

$$m^2_{\nu_\mu(\nu_\tau)} = m^2_{\pi(\tau)} + m^2_{\mu(W^-)} - 2m_{\pi(\tau)}\sqrt{m_{\mu(W^-)} + p_{\mu(W^-)}} \tag{1.38}$$

Cependant, les masses mises en jeu très grandes devant la masse supposée des neutrinos compliquent les mesures. C'est la raison pour laquelle les meilleures limites actuelles sur les masses des neutrinos ν_μ et ν_τ sont grandes : m_{ν_μ}<170 keV (90 % IC) [55] et m_{ν_τ}<18,2 MeV (95 % IC) [56].

Mesures indirectes

Le terme de mesures indirectes désigne l'ensemble des études qui prennent en compte comme paramètre libre la masse du neutrino. Nous retrouvons dans cette catégorie l'observation de supernova, l'analyse du fond diffus cosmologique et les désintégrations double bêta.

La mesure de la masse du neutrino à travers l'étude d'une supernova trouve sa source dans la dynamique de l'explosion de l'étoile, comme par exemple dans le cas de la très récente supernova SN 1987A observée sur Terre le 24 février 1987. A la fin de sa vie, cette étoile s'est effondrée sur elle-même, la force de pression thermique n'étant alors plus suffisante pour contrebalancer la force de gravitation. S'en est suivi une phase de forte transformation des protons en neutrons par capture électronique, générant ainsi un flux considérable de neutrinos électroniques ($\approx 10^{58}$ neutrinos émis pendant le processus). L'émission des neutrinos a précédé celle des photons en raison de leur faible probabilité d'interaction et plusieurs détecteurs terrestres ont pu mesurer un sursaut d'évènements neutrinos pendant une dizaine de secondes. La vitesse d'une particule étant dépendante de sa masse, la mesure de l'étalement du temps d'arrivée des neutrinos sur Terre à permis de contraindre leur masse, donnant une limite sur la masse du neutrino électronique de $m_{\nu_e} < 5,7$ eV (90 % IC) [57].

Une autre source astrophysique offre la possibilité de contraindre la masse des neutrinos : le fond diffus cosmologique (Cosmologic Microwave Backgroung, CMB), plus particulièrement

2. spectromètre de type MAC-E-Filters (Magnetic Adiabatic Collimation combined with an Electrostatic Filter) qui filtre les électrons avec un potentiel électrostatique.
3. Bolomètres de type paramagnétique
4. Bolomètres de type supraconducteur

l'analyse de ses anisotropies de température (de l'ordre de 10^{-5} K) représentées figure 1.6. En effet, elles trouvent leur origine dans le découplage photon-matière ayant eu lieu après le Big-Bang et leurs fluctuations de l'ordre de 10^{-5} K, mesurées par le satellite Planck [58], ont été fortement influencées par la masse de l'ensemble des neutrinos. Cela a donc permis de poser une limite sur la somme des états de masse des neutrinos (modèle cosmologique dépendant) : $\sum_{i=1}^{3} m_i < 0,126\,\text{eV}$ [59].

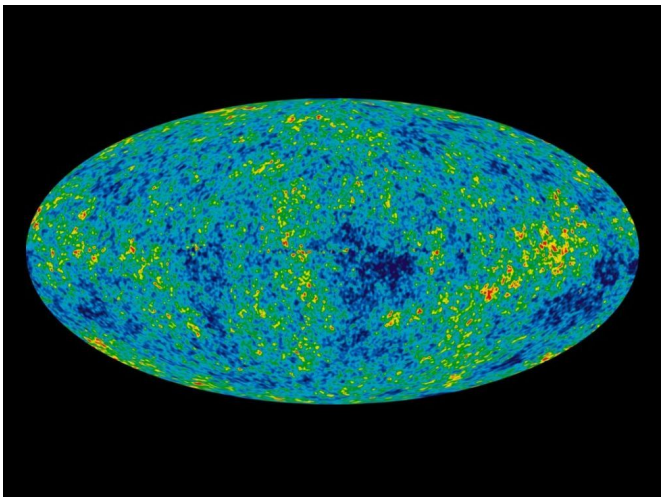


FIGURE 1.6 – Fluctuations du fond diffus cosmologique mesurées par le satellite Planck [2].

Une autre possibilité de mesure indirecte permettant de contraindre la masse des neutrinos provient de l'étude des désintégrations $\beta\beta$. Ce processus consistant en deux décroissances β simultanées peut avoir lieu si une simple décroissance β n'est énergétiquement pas permise. Cette décroissance sera décrire en détail dans la section 1.4.2. L'observation de la désintégration $\beta\beta$ sans émission de neutrino nous renseigne sur la masse effective du neutrino de Majorana $m_\nu^{\beta\beta}$ définie par :

$$m_\nu^{\beta\beta} = \sqrt{\sum_{i=1}^{3} |U_{ei}|^2 m_i^2} = \sqrt{c_{12}^2 c_{13}^2 m_1^2 + s_{12}^2 c_{13}^2 m_2^2 e^{2i\alpha_2} + s_{13}^2 m_3^2 e^{2i\alpha_3}} \tag{1.39}$$

où les phases $\alpha_i = \delta_{Mi} + \delta_{CP}$ dépendent des phases de Majorana δ_{Mi} et de la phase de violation de CP δ_{CP}.
Selon l'ordre des masses considéré, et en prenant en compte l'ensemble des résultats des expériences d'oscillation sur les paramètres de mélange intervenant dans la formule 5.2, deux régions de $m_\nu^{\beta\beta}$ sont autorisées. La figure 1.7 présente les différentes régions autorisées pour $m_\nu^{\beta\beta}$ en fonction de la masse du neutrino le plus léger (m_1 ou m_3). Étudier ces décroissances permet donc également de sonder l'ordre des masses des neutrinos.

1.3.4 Neutrino stérile

L'idée d'un nombre de familles de neutrinos supérieur aux trois déjà connues est apparue à la suite de la mise en évidence d'anomalies dans les résultats de certaines expériences d'oscillations :

— d'apparition auprès d'accélérateurs ($\nu_\mu \to \nu_e$),

— de disparition ($\nu_e \to \nu_e$) avec des sources d'étalonnage,

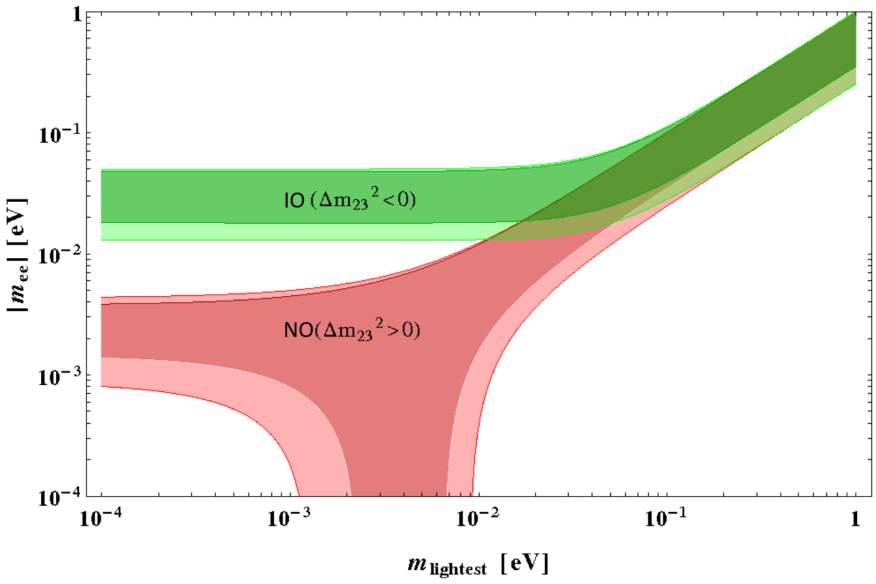


FIGURE 1.7 – Masse effective du neutrino de Majorana en fonction de la masse du neutrino le plus léger selon que l'ordre des masses est normal (NO, en rouge), inverse (IO, en vert) ou dégénéré (recouvrement des bandes). Les régions plus foncées correspondent à l'intervalle à 1 σ, celles plus claires correspondent à l'intervalle à 3 σ.

— de disparition ($\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_e$) auprès de réacteurs.

Ces anomalies peuvent être expliquées si l'on considère l'existence d'une famille supplémentaire de neutrinos, dits stériles. Ces neutrinos stériles, de masse supposée de l'ordre de 1 eV, ne seraient pas sensibles à l'interaction faible mais uniquement à la force de gravitation. Le modèle le plus simple de neutrino stérile ne met en jeu qu'un état de saveur et un état de masse supplémentaire (la matrice U_{PMNS} devient donc une matrice 4×4) mais des modèles plus élaborés n'excluent pas l'existence d'autres familles de neutrinos stériles (modèles 3+2, ...). Diverses expériences (SOLID, STEREO, ...) tentent actuellement d'observer ce possible quatrième neutrino en mesurant l'oscillation à courte distance de neutrinos de réacteurs.

1.4 Le neutrino de Majorana

Cette section a pour but de présenter comment le neutrino de Majorana pourrait expliquer l'asymétrie matière-antimatière de l'univers ainsi que les mécanismes de décroissances double bêta qui permettrait de prouver cette nature du neutrino.

1.4.1 Origine de l'asymétrie matière-antimatière dans l'univers

La communauté de physique cosmologique possède elle aussi un modèle standardisé qui permet de rendre compte de la plupart des phénomènes observables de l'univers : le Modèle Standard Cosmologique [60]. Aussi appelé modèle ΛCDM, il explique la structure de l'univers, son évolution au cours du temps ainsi que sa composition. Il décrit un univers trouvant son origine dans le Big Bang il y a 13,75 milliards d'années et ayant subit une phase d'inflation au début de son évolution (10^{-32} s après le Big Bang) suivie de phases où rayonnement et matière dominent alternativement expliquant les grandes structures de l'univers. Le Big Bang devrait avoir créé autant de matière que d'antimatière dans l'univers primordial, pourtant notre univers est aujourd'hui dominé par la matière. L'un des défis de la physique actuelle est de déterminer

ce qui est arrivé à l'antimatière, ou en d'autres termes, d'expliquer l'asymétrie entre la matière et l'antimatière. Deux scénarios sont principalement considérés pour l'expliquer : la baryogénèse et la leptogenèse.

Baryogénèse

La baryogénèse est un mécanisme qui pourrait expliquer l'excès de production de baryons par rapport à celle des antibaryons. Ce mécanisme repose sur trois conditions proposées en 1967 par A.D. Sakharov [61] :

— il existe un processus primaire qui ne conserve pas le nombre baryonique, donnant lieu à la création de plus de baryons que d'antibaryons ;

— les symétries C et CP sont violées dans le secteur baryonique, sans quoi les réactions miroirs redonneraient lieu à la création d'antibaryons ;

— ce processus s'est fait hors équilibre thermique. En effet, à l'équilibre, le taux d'interaction entre particules (et antiparticules) est trop important pour laisser apparaître une asymétrie sur le nombre baryonique.

Ces trois conditions sont possibles dans le Modèle Standard. En effet, la symétrie baryonique n'est pas une symétrie fondamentale. Et, si elle ne peut être observée à nos énergies, les conditions de température aux premiers instants de l'Univers étaient favorables aux transitions violant la symétrie baryonique. Les symétries C et CP ne sont pas conservées pour l'interaction faible (la violation CP a récemment été observée pour les baryons). Enfin, l'écart à l'équilibre thermique nécessaire à l'asymétrie baryonique est prévu dans le Modèle Standard au moment de la brisure de symétrie électrofaible.
Toutefois, la description quantitative de ces conditions pose problème. En effet, l'asymétrie baryonique fait appel à des bosons de jauge dont l'échelle de masse M $\sim 10^{15}$-10^{16} GeV (produits hors équilibre thermique) est incompatible avec la température de l'univers au moment de la baryogénèse. De plus, l'écart à l'équilibre thermique et la violation de la symétrie CP sont trop faibles pour expliquer la prévalence de la matière à l'antimatière observée aujourd'hui.
Dès lors, une autre idée a émergé pour expliquer cette asymétrie : la leptogénèse.

Leptogénèse

Le modèle de leptogénèse explique comment il est possible de générer et de propager une asymétrie leptonique dans le secteur baryonique à partir de neutrinos droits lourds de Majorana.

Il existe différents scénarios de leptogénèse qui permettent d'aboutir à une asymétrie leptonique. Dans ce modèle, les neutrinos droits sont des neutrinos de Majorana très massifs. Ils sont produits selon le mécanisme de Higgs par couplage des champs leptoniques droits et du champ de Higgs. La température de l'univers (T) doit alors être équivalente à celle de la masse des neutrinos lourds produits. Le mécanisme de la balançoire prévoit une masse M_1 du neutrino droit le plus léger de l'ordre de $M_1 \approx 10^{15}$ GeV, qui est compatible avec la valeur attendue de T$\leq 10^{15}$ GeV. Dans le modèle minimal de leptogénèse, seul le neutrino droit le plus léger N_1 (de masse M_1) joue alors un rôle dans le mécanisme d'asymétrie leptonique. Les autres ayant des masses $M_2, M_3 > M_1$ sont à l'équilibre thermique.

Les neutrinos droits N_1 peuvent décroître selon deux processus :

$$\begin{aligned} N_1 &\to \ell_1 + \phi \\ N_1 &\to \bar{\ell}_1 + \phi^\dagger \end{aligned} \tag{1.40}$$

donnant soit un lepton ℓ_1 et un boson de Higgs ϕ, soit un antilepton $\bar{\ell}_1$ et un antiboson de Higgs $\phi^\dagger$.
Cet excès de leptons n'est possible que si il existe une violation de la conservation du nombre leptonique (analogie avec la 1ère condition de Sakharov). La symétrie CP doit aussi être violée (2ème condition de Sakharov). Enfin, le mécanisme doit avoir lieu dans des conditions hors équilibre thermique, afin que les décroissances inverses soient supprimées et que l'asymétrie survive (3ème condition de Sakharov). Toutes ces conditions sont compatibles avec l'ordre de grandeur de la possible existence d'une violation de symétrie CP dans le secteur leptonique, de la masse M_1 du neutrino de Majorana prédite par le mécanisme de la balançoire et des conditions hors équilibre (expansion).
L'asymétrie leptonique se propage dans le secteur baryonique via le processus du sphaléron, solution des équations de champ dans la théorie électrofaible qui couple les quarks aux leptons.

Le modèle présenté ici est le plus simple que l'on puisse développer pour expliquer l'asymétrie matière-antimatière dans l'univers. Il existe d'autres modèles plus complexes qui prennent en compte les neutrinos droits massifs M_2 et M_3 dans les calculs de génération de l'asymétrie, et d'autres encore qui tiennent compte de la saveur du lepton produit lors de la décroissance du neutrino pour expliquer l'asymétrie leptonique. Ces modèles ont tous pour point commun un neutrino droit lourd, particule de Majorana.

1.4.2 Décroissances double bêta

La décroissance double bêta est un processus du second ordre de l'interaction faible qui existe selon quatre radioactivités distinctes : $\beta^-\beta^-$, $\beta^+\beta^+$, β^+CE et $CE-CE$ (CE = capture électronique). Nous ne nous intéresserons ici qu'aux décroissances du type $\beta^-\beta^-$, noté $\beta\beta$ par la suite.
Deux processus distincts sont étudiés : la décroissance double bêta avec émission de neutrinos ($\beta\beta2\nu$), autorisée par le Modèle Standard et déjà mesurée dans les expériences, et la décroissance double bêta sans émission de neutrino ($\beta\beta0\nu$) dont l'existence prouverait que le neutrino est une particule de Majorana.

Décroissance double bêta avec émission de neutrinos

La décroissance double bêta avec émission de neutrinos s'apparente à deux décroissances β simples et simultanées (figure 1.8-a). Le bilan de cette décroissance est donc :

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \tag{1.41}$$

et il en résulte que le spectre en énergie somme des électrons est continu.

Postulé en 1935 par M. Goeppert-Mayer [62] puis mesuré pour la première fois en 1968 [63], ce processus autorisé par le Modèle Standard peut avoir lieu pour des noyaux pour lesquels la simple désintégration β n'est énergétiquement pas permise. En effet, les noyaux candidats ont une structure nucléaire paire-paire qui abaisse le niveau d'énergie de l'état fondamental. Ce dernier peut donc se retrouver inférieur au niveau fondamental du noyau (A,Z+1) et la désintégration β simple n'est alors pas permise, contrairement à la désintégration $\beta\beta$ vers le noyau (A,Z+2) (figure 1.8-b). On compte 35 noyaux pour lesquels la décroissance $\beta\beta$ est permise. Cette décroissance a pu être observée pour neuf d'entre eux (tableau 1.4).

Le temps de demi-vie de ce type de décroissance est donné par la formule :

$$\frac{1}{T^{2\nu}_{1/2}} = (g_A^{eff,2\nu})^4 G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) \left|M^{2\nu}\right|^2 \tag{1.42}$$

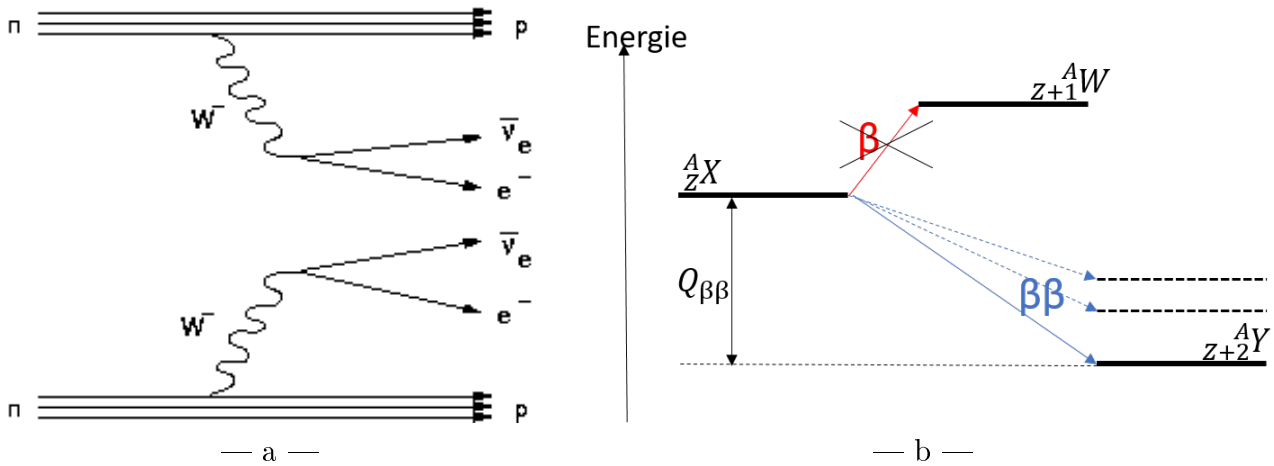


FIGURE 1.8 – Diagramme de Feynman de la décroissance double bêta avec émission de neutrinos (a) et schéma de décroissance d'un noyau émetteur $\beta\beta$.

Isotope	$T^{2\nu}_{1/2}$	**Expérience**
^{48}Ca	$6,4^{+1,4}_{-1,1}$x10^{19} ans	NEMO3 [64]
^{76}Ge	$1,926 \pm 0,094$x10^{21} ans	GERDA [65]
^{82}Se	$9,4 \pm 0,6$x10^{19} ans	NEMO3 [66]
^{96}Zr	$2,3 \pm 0,2$x10^{19} ans	NEMO3 [67]
^{100}Mo	$6,9 \pm 0,4$x10^{18} ans	CUPID [68]
^{116}Cd	$2,62^{+0,11}_{-0,12}$x10^{19} ans	AURORA [69]
^{130}Te	$8,2 \pm 0,6$x10^{20} ans	CUORE [70]
^{136}Xe	$2,16 \pm 0,06$x10^{21} ans	EXO200 [71]
^{150}Nd	$9,3^{+0,7}_{-0,6}$x10^{18} ans	NEMO3 [72]

TABLE 1.4 – Meilleures demi-vies (90 % IC) des décroissances $\beta\beta2\nu$ des neuf isotopes pour lequels la décroissance a été observée et expérience associée.

avec $M^{2\nu}$ l'élément de matrice nucléaire correspondant à la décroissance, $G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ le facteur d'espace de phase qui dépend de l'énergie de la transition et du noyau et $g_A^{eff,2\nu}$ est la constante de couplage vectoriel-axial effective pour cette décroissance. Ces trois derniers paramètres seront présentés plus en détails en fin de cette section. Le tableau 1.4 présente les meilleurs résultats des mesures des demi-vies $T^{2\nu}_{1/2}$ actuelles.

La décroissance $\beta\beta2\nu$ n'apporte pas d'élément de réponse à la nature du neutrino ou à la masse effective de Majorana. Néanmoins, son étude permet de contraindre les calculs sur les éléments de matrice nucléaire et connaître le bruit de fond ultime de la décroissance $\beta\beta0\nu$.

Décroissance double bêta sans émission de neutrino

La décroissance double bêta sans émission de neutrinos s'apparente elle aussi à deux décroissances β simples et simultanées, mais dans ce cas les électrons sont émis seuls, sans être accompagnés des neutrinos (figure 1.9-a). Le bilan de cette décroissance est le suivant :

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- \tag{1.43}$$

L'absence de neutrino accompagnant les électrons implique que le spectre en énergie somme des électrons est discret, attendu à $Q_{\beta\beta}$. Les spectres en énergie somme des électrons des décroissances $\beta\beta0\nu$ et $\beta\beta2\nu$ sont présentés figure 1.9-b.

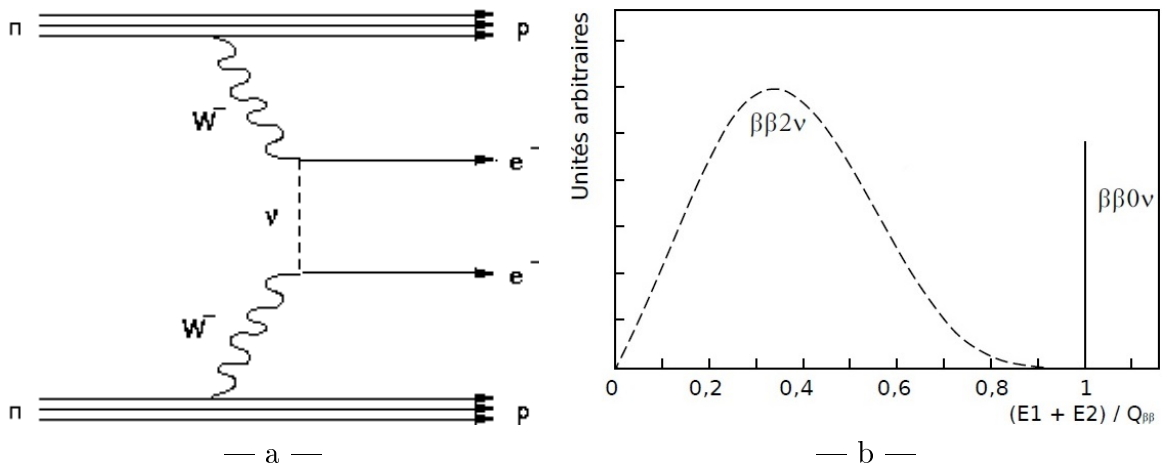


FIGURE 1.9 – Diagramme de Feynman de la décroissance double bêta sans émission de neutrino (a) et spectres théoriques de l'énergie somme des électrons des décroissances double bêta avec et sans émission de neutrinos (b).

A partir de la théorie de E. Majorana [52] selon laquelle le neutrino pourrait être sa propre antiparticule, W.H. Furry postule en 1939 [73] l'existence de cette décroissance, interdite par le Modèle Standard puisqu'elle viole de deux unités la conservation du nombre leptonique et implique que le neutrino soit massif. Plusieurs mécanismes peuvent expliquer cette décroissance $\beta\beta0\nu$.

Mécanisme d'échange de neutrino léger par courant gauche

Le mécanisme d'échange de neutrino léger par courant gauche [74] est le mécanisme le plus commun et peut être décrit par :

$$\begin{aligned} n &\xrightarrow{V-A} p + e_L^- + \bar{\nu}_{eR} \\ \nu_{eL} + n &\xrightarrow{V-A} p + e_L^- \end{aligned} \tag{1.44}$$

La première équation correspond à une simple désintégration β avec émission d'un antineutrino droit $\bar{\nu}_{eR}$. Au second vertex, ce $\bar{\nu}_{eR}$ interagit en tant que ν_{eL} avec un neutron du noyau, aboutissant en voie de sortie à l'émission d'un second électron. Cela n'est possible qu'à deux conditions :

— le neutrino doit être de Majorana ($\nu = \bar{\nu}$) ;

— le neutrino doit être massif pour assurer le renversement d'hélicité par transformation de Lorentz et permettre le couplage gauche (V-A).

La demi-vie du processus peut alors être calculée selon la formule :

$$\frac{1}{T_{1/2}^{0\nu}} = (g_A^{eff,0\nu})^4 G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) \left|M^{0\nu}\right|^2 \left|\frac{m_{\beta\beta}}{m_e}\right|^2 \tag{1.45}$$

où $T_{1/2}^{0\nu}$ est la demi-vie du processus $\beta\beta0\nu$, $g_A^{eff,0\nu}$ est la constante de couplage vectoriel-axial effective pour le mécanisme $\beta\beta0\nu$ considéré, $G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ est le facteur d'espace de phase qui dépend de l'énergie de la transition et du noyau, $M^{0\nu}$ l'élément de matrice nucléaire correspondant à la décroissance, $m_{\beta\beta}$ est la masse effective du neutrino de Majorana définie par 5.2 et m_e la masse de l'électron. A noter que les valeurs des termes $g_A^{eff,0\nu}$, $G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ et

$M^{0\nu}$ sont différentes de celles des termes $g_A^{eff,2\nu}$, $G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ et $M^{2\nu}$.

Mécanisme d'échange de neutrino léger par courant droit

Le mécanisme d'échange de neutrino léger par courant droit peut être décrit par exemple [5] par :

$$\begin{aligned} n &\xrightarrow{V-A} p + e_L^- + \bar{\nu}_{eR} \\ \nu_{eR} + n &\xrightarrow{V+A} p + e_R^- \end{aligned} \tag{1.46}$$

Selon ce modèle, la demi-vie du processus $\beta\beta0\nu$ doit prendre en compte toutes les combinaisons des courants droits (V+A) et gauches (V-A) possibles aux différents vertex, avec un facteur d'espace de phase et un élément de matrice nucléaire pour chaque terme.

Il est possible expérimentalement de discriminer les mécanismes d'échange de neutrino léger par courant gauche ou par courant droit à condition d'avoir accès à la distribution angulaire des électrons ou à leur énergie individuelle. La décroissance par courant gauche fait intervenir deux électrons avec la même hélicité. Ils seront donc émis préférentiellement dans des directions opposées pour garantir une hélicité totale nulle et emporteront en moyenne la même énergie. Le second mécanisme nécessite un renversement d'hélicité du neutrino qui impacte celle du second électron. Les deux électrons se retrouvent alors avec des hélicités opposées et sont émis préférentiellement dans la même direction. De plus, une dissymétrie dans la distribution des énergies individuelles des électrons émis apparaît en présence d'un couplage V+A.

Mécanisme d'échange de neutrino léger avec émission de Majoron

Afin d'expliquer la brisure de symétrie (B-L) causée par la non conservation du nombre leptonique lors d'une décroissance $\beta\beta0\nu$, il est possible de compléter le Modèle Standard en ajoutant un boson de Goldstone appelé Majoron [75] noté χ associé à un nombre leptonique de 2. Ce boson peut être émis lors de la décroissance $\beta\beta0\nu$ qui s'écrit alors :

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^- + \chi \tag{1.47}$$

Les électrons partagent alors leur énergie avec ce boson non détectable, modifiant ainsi la forme du spectre en énergie somme des électrons. Une mesure de la forme de ce spectre peut donc permettre de déterminer le mécanisme de décroissance $\beta\beta0\nu$ mis en jeu.

D'autres modèles prévoient l'émission simultanée de plusieurs majorons ou décrivent la décroissance $\beta\beta0\nu$ par l'échange de particules super-symétriques [76] telles que les gluinos ou les neutralinos. Dans tous les cas, selon le théorème de Schechter-Valle [77], le neutrino doit nécessairement être de Majorana pour qu'une décroissance $\beta\beta0\nu$ ait lieu.

Facteur d'espace de phase

Le facteur d'espace de phase noté $G^{0\nu/2\nu}$ correspond au nombre de configurations accessibles aux leptons dans l'état final (il dépend de $Q_{\beta\beta}$ et de Z) et peut être calculé de manière analytique. Le calcul est fait dans un cadre non relativiste en prenant en compte les interactions coulombiennes entre les électrons et le noyau tout en négligeant la taille finie de ce dernier. Des corrections peuvent être appliquées au calcul pour tenir compte des effets relativistes et du

5. Le couplage V+A peut avoir lieu au niveau leptonique seulement ou leptonique et hadronique

champ électrostatique du noyau de taille finie et des électrons émis. Le tableau 1.5 présente les valeurs de ce paramètre selon le noyau et la décroissance considérée. On remarque que les noyaux ayant un $Q_{\beta\beta}$ élevé ont un facteur d'espace de phase plus grand. De plus, pour un $Q_{\beta\beta}$ similaire, les noyaux ayant un numéro atomique Z plus grand présentent également des facteurs $G^{0\nu/2\nu}$ plus élevés.

Isotope	$Q_{\beta\beta}$	$G^{2\nu}$ **(x10^{-21} ans^{-1})**	$G^{0\nu}$ **(x10^{-15} ans^{-1})**
^{48}Ca	4271	15550	24,81
^{76}Ge	2039	48,17	2,363
^{82}Se	2995	1596	10,16
^{96}Zr	3350	6816	20,58
^{100}Mo	3034	3308	15,92
^{116}Cd	2802	2764	16,70
^{130}Te	2529	1529	14,22
^{136}Xe	2458	1433	14,58
^{150}Nd	3367	36430	63,03

TABLE 1.5 – Facteur d'espace de phase des décroissances $\beta\beta2\nu$ et $\beta\beta0\nu$ pour différents isotopes $\beta\beta$ [11].

Éléments de matrice nucléaire

Les éléments de matrice nucléaire traduisent la probabilité de transition nucléaire et représentent le recouvrement des fonctions d'ondes entre l'état initial et l'état final. Aucune formule analytique ne permet de les calculer de manière exacte, aussi sont-ils évalués à l'aide de modèles théoriques et les calculs sont résolus numériquement. Parmi l'ensemble des modèles existants, les plus connus sont les suivants :

— le modèle en couche (Nuclear Shell Model, NSM) [78] ;

— le modèle Quasiparticle Random Phase Approximation (QRPA) et sa version renormalisée (RQRPA) [79] ;

— le modèle Interacting Boson Model (IBM) [80] ;

— le modèle Projected-Hartree-Fock-Bogoliubov model (PHFB) [81] ;

— le modèle Energy Density Functional (EDF) [82] ;

dont les résultats sont présentés sur la figure 1.10.

Le constat est que, pour un isotope donné, les valeurs de l'élément de matrice nucléaire sont très différentes et peuvent parfois varier du simple au triple. Pour cette raison, les résultats des calculs de demi-vie $T_{1/2}$ (ou de masse effective $m_{\beta\beta}$) sont donnés avec un encadrement des valeurs qui tient compte de cette incertitude.

Constante de couplage vectoriel-axial

Une autre source d'incertitude dans le calcul de la demi-vie d'une décroissance $\beta\beta$ porte sur la valeur de la constante de couplage vectoriel-axial g_A. S'il a été démontré que $g_A = 1$ dans le cas d'une interaction purement leptonique (décroissance du muon), la valeur de cette constante est "quenchée" dans le cas d'une interaction en présence de matière hadronique. On parle alors d'une valeur *effective* de g_A qui dépend de la décroissance considérée, d'où les termes $g_A^{eff,2\nu}$ et $g_A^{eff,0\nu}$ apparaissant respectivement dans le calcul de $T_{1/2}^{2\nu}$ et $T_{1/2}^{0\nu}$ (formules (1.42) et (1.45)).

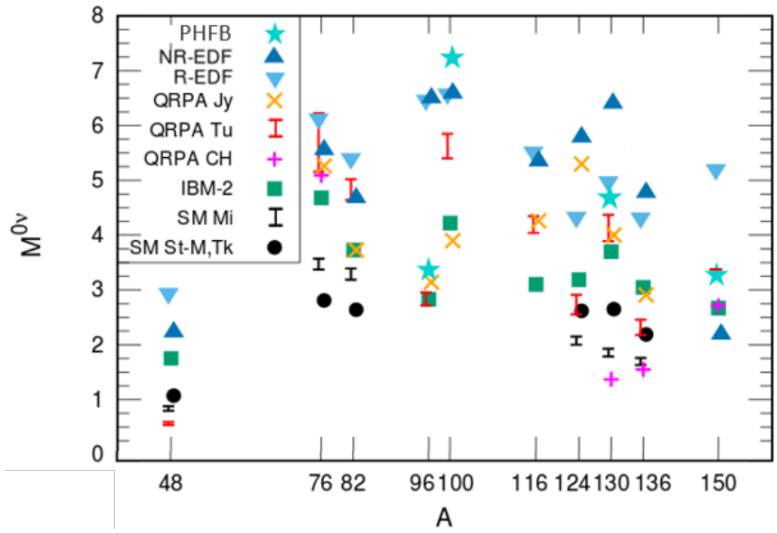


FIGURE 1.10 – Éléments de matrice nucléaire en fonction de l'isotope calculés selon différents modèles nucléaires [3].

Il est d'usage d'utiliser la valeur $g_A = 1,27$ mesurée à partir de la décroissance du neutron en tant que nucléon libre. Cependant, les décroissances $\beta\beta$ ont lieu dans des noyaux avec des nombres de masses $48 \leq \mathrm{A} \leq 150$, pour lesquels l'environnement nucléaire complexe affecterait davantage le quenching de g_A. Ainsi, pour reproduire au mieux les demi-vies $T^{2\nu}_{1/2}$ expérimentales, des valeurs de la constante $0,6 < g_A^{eff,2\nu} < 0,9$ doivent être considérées selon le noyau et le modèle (figure 1.11) [83]. Il faut aussi ajouter que la valeur $g_A^{eff,2\nu}$ n'est pas directement transposable à la décroissance $\beta\beta0\nu$, les mécanismes mis en jeu étant différents. Aujourd'hui, aucun modèle théorique n'est capable de prédire la valeur de la constante de couplage vectoriel-axial selon le noyau considéré.

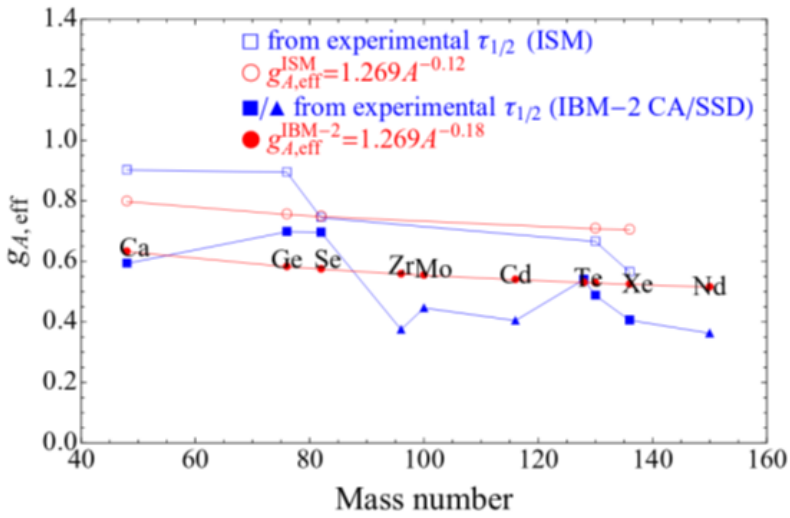


FIGURE 1.11 – Valeurs effectives de g_A (points rouges) pour reproduire les demi-vies expérimentales $T^{2\nu}_{1/2}$ (points bleus) selon les modèles ISM et IBM [4].

Certaines expériences cherchent aujourd'hui à établir de meilleures contraintes sur la valeur de la constante de couplage vectoriel-axial à l'aide d'observables cinématiques (énergies somme et individuelles) [84] ou en améliorant les calculs des éléments de matrice nucléaire [85].

Décroissances double bêta vers les états excités du noyau fils

Les décroissances $\beta\beta$ peuvent se faire vers les états excités du noyau fils. La probabilité de transition du noyau père vers un état excité du noyau fils dépend de son énergie d'excitation E^* et est proportionnelle à $(Q_{\beta\beta} - E^*)^{11}$ pour la décroissance $\beta\beta2\nu$ et $(Q_{\beta\beta} - E^*)^5$ pour la décroissance $\beta\beta0\nu$.

D'un point de vue expérimental, un signal d'un état excité sera plus difficile à mesurer en raison de la nécessité de détecter les photons gamma associés aux deux électrons émis. Cependant, un signal $eeN\gamma$, en particulier si $N \geq 2$, sera particulièrement pur et exempt de bruit de fond. La mesure de la demi-vie de ce processus ajoute une contrainte sur la masse effective $m_{\beta\beta}$ du neutrino.

D'un point de vue théorique, étudier les décroissances double bêta vers les états excités permet de poser des contraintes plus fortes sur les éléments de matrice nucléaire [86]. En effet, leur étude apporte des informations sur la structure nucléaire de l'isotope considéré et fournit de nouvelles données pour améliorer le calcul des éléments de matrice. Une étude des états excités peut également permettre de sonder l'existence d'une physique des neutrinos plus exotique, comme une composante bosonique des neutrinos [6] (le taux de décroissance des états excités est affecté par cette composante bosonique, ce qui se répercute sur la forme des spectres en énergie) [87].

Recherche des décroissances double bêta

Puisqu'aucun signal $\beta\beta0\nu$ n'a à ce jour encore été détecté, les expériences donnent actuellement une limite sur la demi-vie du processus qu'on appelle sensibilité. Les projets de la prochaine génération d'expérience visent à atteindre une sensibilité suffisance pour sonder toute la zone de masse effective possible dans le cas de l'ordre inverse (figure 1.7).

La sensibilité des détecteurs dépend du temps t de prise de données de l'expérience, de la masse m d'isotope étudiée, du numéro atomique A de cet isotope, de l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ et du nombre d'évènements de bruit de fond N_{bdf} à l'énergie $Q_{\beta\beta}$. Cette limite s'écrit :

$$T_{1/2}^{0\nu} > \frac{ln(2) \times N_A \times \epsilon \times m \times t}{A \times N_{bdf}} \tag{1.48}$$

avec N_A la constante d'Avogadro ($N_A = 6{,}02.10^{23}\,\mathrm{mol}^{-1}$), ϵ l'efficacité de détection du signal $\beta\beta0\nu$ à l'énergie $Q_{\beta\beta}$ et :

- t : le temps de prise de données (en années) qui doit être maximisé, mais rester raisonnable (typiquement 5-10 ans).
- m : la masse d'isotope (en kilogramme) utilisé qui doit être présent en grande quantité (abondance naturelle élevée et/ou matériau enrichi en isotope d'intérêt).
- N_{bdf} : le nombre d'évènements de bruit de fond correspondant aux évènements pouvant imiter la signature (énergie, topologie) du signal recherché. Dans l'hypothèse où l'expérience est capable de rejeter la totalité du bruit de fond qui provient des diverses contaminations, il restera alors le bruit de fond ultime que constitue la décroissance $\beta\beta2\nu$. Pour limiter sa contribution, les expériences peuvent sélectionner un isotope dont la demi-vie $T_{1/2}^{2\nu}$ est la plus grande possible.

6. La neutralité électrique des neutrinos peut laisser supposer qu'ils peuvent être en partie soumis à la statistique de Bose-Einstein, et pas uniquement à celle de Fermi-Dirac

— A : la masse atomique de l'isotope (en kg/mol). Plus cette masse atomique est petite, plus la sensibilité de l'expérience sera grande. La sélection de l'isotope doit rester compatible avec l'ensemble des autres critères présentés précédemment ($Q_{\beta\beta}$ élevé, masse d'isotope importante, ...).

— ϵ : l'efficacité de détection qui correspond à la capacité de l'expérience à mesurer un évènement et qui dépend de sa géométrie et de la nature du détecteur. Cela peut donc fortement impacter la conception d'une expérience.

Expériences purement calorimétriques

En mélangeant les isotopes émetteurs $\beta\beta$ au milieu de détection, les expériences purement calorimétriques possèdent une efficacité de détection excellente (proche de 100 %) et ont la possibilité d'étudier une grande quantité d'isotopes. En revanche, cette approche n'est pas la plus adaptée à la réduction du bruit de fond puisqu'elle ne permet pas d'identifier les électrons ni de mesurer leur cinématique (énergies individuelles, distribution angulaire). Nous pouvons citer les principales expériences, en cours ou à venir, entrant dans cette catégorie :

— **GERDA, MAJORANA et LEGEND** : ces expériences étudient les décroissances $\beta\beta$ du ^{76}Ge à l'aide de détecteurs germanium à haute pureté (HPGe) qui possèdent une très bonne résolution en énergie (FWHM $\leq 1\,\%$ à $Q_{\beta\beta}^{^{76}Ge} = 2039$ keV).
Dans sa seconde phase encore en cours de prises de données, l'expérience GERDA cumule 40 détecteurs pour une masse totale de 43,2 kg de ^{76}Ge. En plus des cristaux de germanium, un volume d'argon liquide (scintillant) ultra-pur servant à la fois de cryostat et de blindage actif a été ajouté. Il permet de rejeter des évènements de bruit de fond (surface et diffusion Compton) grâce aux coïncidences entre la lumière de scintillation produite par l'argon et le signal détecté par les cristaux de germanium. Les limites posées par GERDA sont $T_{1/2}^{0\nu} > 1{,}8.10^{26}$ ans et $m_{\beta\beta} <$ [110-260] meV (tableau 1.6).
La collaboration MAJORANA a souhaité explorer des pistes alternatives à GERDA pour la mesure des décroissances $\beta\beta$ du ^{76}Ge. Ses efforts se sont concentrés sur l'amélioration de la radiopureté des matériaux utilisés dans l'expérience, notamment en produisant le cuivre en souterrain pour limiter la formation d'isotopes cosmogéniques, en assemblant les éléments sous tente propre avec circulation d'azote et en réduisant le nombre de points de contact avec les cristaux. Avec ses 29,7 kg de ^{76}Ge étudiés, MAJORANA a posé une limite sur $T_{1/2}^{0\nu} > 2{,}7.10^{25}$ ans, soit $m_{\beta\beta} <$ [200-433] meV.
Le projet LEGEND issu de la fusion des collaborations GERDA et MAJORANA a pour but d'étudier une tonne de ^{76}Ge. LEGEND souhaite tirer le meilleur de GERDA (blindage actif d'argon) et MAJORANA (radiopureté et électronique bas bruit) et vise une sensibilité de $T_{1/2}^{0\nu} > 10^{28}$ ans correspondant à $m_{\beta\beta} <$ [11-23] meV.

— **CUORE et CUPID** : l'expérience CUORE étudie les décroissances $\beta\beta$ du ^{130}Te et se base sur l'utilisation de bolomètres composés de cristaux de TeO_2 refroidis à une température de 7 mK. Au total, CUORE possède 988 cristaux de 750 g correspondant à 206 kg de ^{130}Te. Avec une telle masse et en combinant les résultats à ceux de CUORCINO (démonstrateur de CUORE), cette expérience, toujours en prise de données, a placé la meilleure limite actuelle en terme de demi-vie du ^{130}Te avec $T_{1/2}^{0\nu} > 1{,}5.10^{25}$ ans correspondant à $m_{\beta\beta} <$ [110-520] meV (tableau 1.6).
Le projet CUPID, qui succéderait à CUORE, propose l'utilisation de cristaux enrichis en ^{100}Mo (cristaux de Li_2MoO_4) et vise une sensibilité $T_{1/2}^{0\nu} > 2{,}1.10^{27}$ ans, soit $m_{\beta\beta} <$ [6-17] meV. Ces cristaux sont des bolomètres scintillants donnant un signal chaleur et un signal lumière qui permettront de distinguer les alpha des électrons et donc de réduire le

bruit de fond.
Le démonstrateur CUPID-0 qui a démontré la faisabilité de détection chaleur-scintillation est équipé de cristaux scintillants de ZnSe enrichis en ^{82}Se (pour une masse totale de 5,28 kg de ^{82}Se). CUPID-0 a posé la meilleure limite pour cet isotope : $T^{0\nu}_{1/2} > 3{,}5.10^{24}$ ans correspondant à $m_{\beta\beta} <$ [311-638] meV (tableau 1.6). Le projet de R&D CUPID-Mo étudie actuellement 20 cristaux (4,0 kg) de ^{100}Mo. Avec zéro évènement de bruit de fond dans la fenêtre en énergie où le signal est recherché, la collaboration a très récemment annoncé la meilleure limite du ^{100}Mo : $T^{0\nu}_{1/2} > 1{,}4.10^{24}$ ans, soit $m_{\beta\beta} <$ [310-540] meV ([88]).

— **EXO-200 et nEXO** : pour étudier les décroissances $\beta\beta$ du ^{136}Xe, l'expérience EXO-200 utilise une TPC (Chambre à Projection Temporelle) cylindrique à base de xénon liquide enrichi ($\approx$ 141 kg de ^{136}Xe) capable également de détecter le signal de scintillation du xénon. Les électrons d'ionisation produits par le signal $\beta\beta$ vont migrer vers les extrémités du cylindre pour être collectés par les fils anodiques et le signal lumineux est détecté par des photodiodes. Cette double information permet une reconstruction tridimensionnelle du lieu d'interaction, ce qui a permis d'atteindre une limite pour le ^{136}Xe de : $T^{0\nu}_{1/2}$>1,8.10^{25} ans, soit $m_{\beta\beta} <$ [147-198] meV.
nEXO est un projet qui doit succéder à EXO-200. Les améliorations proposées consistent en une augmentation de la taille de la cuve, une diminution du bruit de fond par rapport à EXO-200 (installation dans un site souterrain plus profond, meilleure réjection du bruit de fond grâce au plus grand volume de la cuve, installation de SiPM sur les surfaces latérales pour rejeter le radon et un enrichissement plus important du xénon en ^{136}Xe (5 t de xénon liquide enrichi à 90 %)). Cela permettrait d'atteindre une sensibilité pour le ^{136}Xe de $T^{0\nu}_{1/2} > 10^{28}$ ans, soit environ $m_{\beta\beta} <$ [6-17] meV.

— **AURORA et CANDLES** : ces expériences de R&D étudient la faisabilité de projets à grande échelle basés sur des cristaux opérant à température ambiante. AURORA a étudié deux cristaux scintillants de $CdWO_4$ enrichi en ^{116}Cd (260 g de ^{116}Cd) baignant dans du liquide scintillant (blindage actif) et couplés à un photomultiplicateur 3" par un guide de lumière en quartz, le tout entouré d'un blindage en cuivre, plomb, cadmium et paraffine. Ce dispositif a permis d'établir la meilleure limite sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{116}Cd avec $T^{0\nu}_{1/2} > 2{,}2.10^{23}$ ans, soit $m_{\beta\beta} <$ [1,0-1,7] eV (tableau 1.6). Aujourd'hui, la collaboration AURORA regarde la possibilité d'ajouter un signal chaleur (bolométrique) pour la réduction du bruit de fond.
Les cristaux utilisés dans CANDLES sont constitués de CaF_2 contenant une faible proportion de ^{48}Ca (cristaux non enrichis). La phase prototype la plus récente, ELEGANT-VI, a étudié 6,4 g de ^{48}Ca contenu dans 23 cristaux scintillants dopés en europium (CaF_2(Eu)) entourés d'un blindage actif formé de scintillateurs CsI(Tl) et CaF_2(pur). Cela a permis d'établir la meilleure limite pour le ^{48}Ca de : $T^{0\nu}_{1/2} > 5{,}8.10^{22}$ ans, soit $m_{\beta\beta} <$ [3,5-22] eV (tableau 1.6).

— **KamLAND-Zen** : cette expérience étudie également les décroissances $\beta\beta$ du ^{136}Xe, qui est cette fois-ci dissous dans du scintillateur liquide. La lumière de scintillation produite dans le ballon contenant les 13 t de liquide scintillant chargé en xénon (347 kg de ^{136}Xe) immergé dans la cuve de 1000 t de scintillateur liquide du détecteur KamLAND (blindage actif) est détectée par $\approx$ 1900 photomultiplicateurs. Cette technique a permis à l'expérience KamLAND-Zen de poser la meilleure limite sur $m_{\beta\beta}$ tout isotope confondu : $T^{0\nu}_{1/2} > 1{,}1.10^{26}$ ans, soit $m_{\beta\beta} <$ [61-165] meV (tableau 1.6).

Expériences trajecto-calorimétriques

En raison de leur géométrie qui vise à séparer la source double bêta de la zone de détection

pour reconstruire la trajectoire des électrons, les détecteurs de type "trajecto-calorimétrique" souffrent d'une diminution de leur efficacité et de la masse d'isotope utilisée. Cependant, ils possèdent davantage de flexibilité pour le choix de l'isotope d'étude[7] et permettent :

— d'identifier les particules traversant le détecteur ;

— d'étudier la cinématique du processus et donc permettre de discriminer le mécanisme d'émission mis en jeu ;

— de réduire le nombre d'évènements de bruit de fond.

Deux approches sont exploitées dans les expériences suivantes :

— **NEXT** : cette expérience utilise une TPC à haute pression pour l'étude du ^{136}Xe (10-20 bars et 100 kg de ^{136}Xe). La signature du signal recherché est, comme pour EXO-200, à la fois électrique (collection des électrons d'ionisation par une anode) et lumineux (collection des photons de scintllation par des photomultiplicateurs). Encore en phase de R&D, l'expérience souhaite atteindre une sensibilité sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ de 9,9.10^{25} ans, c'est-à-dire $m_{\beta\beta} <$ [46-170] meV.

— **NEMO3 et SuperNEMO** : les expériences NEMO associent un détecteur de traces (chambre à fils fonctionnant en régime Geiger) à un calorimètre (scintillateurs plastiques couplés à des photomultiplicateurs) pour étudier les décroissances $\beta\beta$. La présence des isotopes dans le détecteur sous forme de fines feuilles permet l'étude de multiples isotopes. L'expérience NEMO3 a d'ailleurs étudié sept des neuf isotopes émetteurs $\beta\beta$ couramment utilisés (sauf ^{76}Ge et ^{136}Xe) et a su placer les meilleures limites sur les demi-vies des décroissances $\beta\beta0\nu$ du ^{48}Ca (6,99 g), du ^{82}Se (0,93 kg), du ^{96}Zr (9,43 g), du ^{100}Mo (6,9 kg) et du ^{150}Nd (36,5 g). Aujourd'hui encore, les résultats pour le ^{96}Zr et le ^{150}Nd restent les meilleurs (tableau 1.6).
L'expérience SuperNEMO, qui succède à NEMO3, a pour but d'étudier une centaine de kilogramme d'isotope. Le ^{82}Se est aujourd'hui retenu mais d'autres isotopes pourraient être envisagés (tel que le ^{150}Nd) s'il devient possible de les enrichir. SuperNEMO vise une sensibilité pour le ^{82}Se de 7,4.10^{25} ans sur la demi-vie du processus $\beta\beta0\nu$, c'est-à-dire $m_{\beta\beta} <$ [68-138] meV. Actuellement, le démonstrateur SuperNEMO, avec 6,11 kg de ^{82}Se, est en phase de caractérisation au Laboratoire Souterrain de Modane pour étudier la décroissance $\beta\beta$ du ^{82}Se et démontrer la faisabilité du projet à plus grande échelle. Son principe de fonctionnement sera décrit en détail dans le second chapitre de ce manuscrit.

Isotope	**Expérience**	**Détecteur**	$T^{0\nu}_{1/2}$ **(ans)**	$m_{\beta\beta}$ **(meV)**
^{48}Ca	CANDLES [89]	Cristaux	5,8.10^{22}	[3500-22000]
^{76}Ge	GERDA [90]	Germaniums	1,8.10^{26}	[110-260]
^{82}Se	CUPID-0 [91]	Bolomètres	3,5.10^{24}	[311-638]
^{96}Zr	NEMO3 [92]	Traces	9,2.10^{21}	[5700-13700]
^{100}Mo	CUPID-Mo [93]	Bolomètres	1,4.10^{24}	[310-540]
^{116}Cd	AURORA [69]	Cristaux	2,2.10^{23}	[1000-1700]
^{130}Te	CUORE [94]	Bolomètres	1,5.10^{25}	[110-520]
^{136}Xe	KamLAND-Zen [84]	Scintillateur liquide	1,1.10^{26}	[61-165]
^{150}Nd	NEMO3 [72]	Traces	0,2.10^{23}	[1600-5200]

TABLE 1.6 – Meilleures limites (90 % IC) sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ et sur la masse effective $m_{\beta\beta}$ selon l'isotope et l'expérience associée. Les bornes de l'encadrement des valeurs de $m_{\beta\beta}$ dépendent des valeurs minimale et maximale des éléments de matrice nucléaire considérés.

7. Plus de contrainte sur la nature de la source devant également servir de détecteur

Chapitre 2

Description du démonstrateur de SuperNEMO

Sommaire

2.1 Description du démonstrateur **34**
2.2 Feuilles sources émettrices $\beta\beta0\nu$ **35**
2.2.1 Choix de l'isotope et de la géométrie 35
2.2.2 Enrichissement, purification et production des feuilles sources 36
2.3 Trajectographe **38**
2.3.1 Géométrie 38
2.3.2 Composition du gaz 39
2.3.3 Reconstruction des traces 40
2.3.4 Performances attendues 40
2.4 Calorimètre **41**
2.4.1 Géométrie 41
2.4.2 Étalonnages 41
2.4.3 Performances 44
2.5 Blindage **45**
2.6 Radiopureté des matériaux **45**
2.6.1 Détecteur BiPo 46
2.6.2 Chambre d'émanation de radon 47
2.6.3 Détecteurs HPGe 48
2.7 Stratégie de déclenchement **48**
2.8 Électronique d'acquisition **48**
2.9 Bruit de fond de l'expérience **50**
2.9.1 Bruit de fond interne 50
2.9.2 Bruit de fond externe 51

Parmi l'ensemble des expériences qui tentent de percer le mystère de la nature du neutrino, l'une d'entre elles se démarque par sa technologie unique : SuperNEMO. Héritier des expériences NEMO, le détecteur SuperNEMO, utilisant une méthode de détection dite "trajecto-calorimétrique", propose une amélioration de l'ensemble des caractéristiques de son prédécesseur NEMO3, notamment : radiopureté améliorée, masse d'isotope émetteur double bêta plus importante, meilleure résolution en énergie... Ce chapitre présente les caractéristiques du détecteur. Nous débuterons donc par une brève description de la structure du démonstrateur de SuperNEMO, premier module d'une possible série de vingt, visant à prouver que les objectifs fixés par la collaboration en termes de performances sont atteints.
Chaque partie du démonstrateur sera ensuite décrite, à savoir la source émettrice double bêta, le trajectographe servant à identifier et reconstruire la trajectoire des particules au sein du

détecteur et le calorimètre permettant la mesure de leur énergie et de leur temps de vol.
Les stratégies de blindage qui seront mises en place pour réduire le bruit de fond de l'expérience seront également présentées ainsi que les méthodes utilisées pour contrôler les niveaux de contamination des différents éléments constituant le détecteur, le principe de déclenchement du démonstrateur et l'électronique d'acquisition des données. Une section traitant du bruit de fond complétera ce chapitre dans laquelle nous aborderons les origines du bruit de fond de l'expérience.
Pour terminer, le calendrier des étapes marquantes passées et futures sera présenté.

2.1 Description du démonstrateur

La mise en évidence de la décroissance double bêta (section 1.4.2) repose sur une mesure précise de l'énergie des électrons. A cette information essentielle, il est possible d'ajouter l'identification des électrons et la mesure des paramètres cinématiques associés (énergie individuelle et distribution angulaire). Cette caractérisation des électrons confirmerait que le signal mesuré est bien produit par décroissance $\beta\beta$ et permettrait d'identifier les mécanismes de nouvelle physique associés à la décroissance. Contrairement à la plupart des expériences actuelles basées sur des méthodes calorimétriques pures, les expériences NEMO ont la capacité d'associer l'identification des particules à la mesure de leur énergie (figure 2.1).

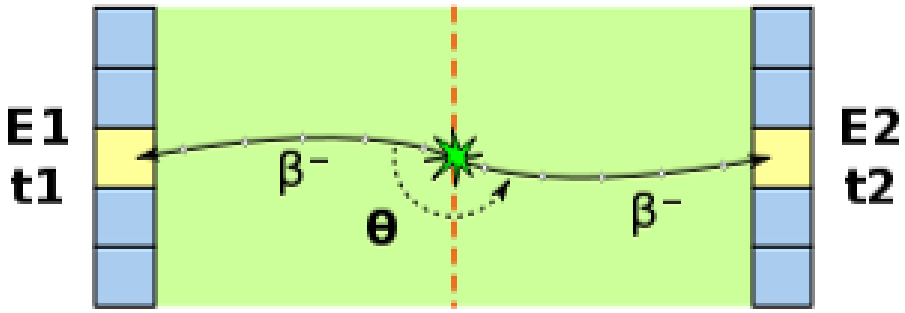


FIGURE 2.1 – Topologie recherchée dans le détecteur. En rouge : source émettrice double bêta ; en vert : trajectographe ; en bleu : calorimètre.

S'appuyant sur le succès de l'expérience NEMO3, la collaboration SuperNEMO s'implique désormais dans la mise en route d'un nouveau détecteur du même type, mais dont l'ensemble des caractéristiques est amélioré. Le format final de l'expérience est prévu pour une mesure d'une centaine de kilogrammes d'isotopes émetteurs $\beta\beta$. Un module démonstrateur doit auparavant prouver les performances techniques à atteindre. Celui-ci n'est plus cylindrique comme l'a été NEMO3 mais plan, avec une structuration en "sandwich". La nouvelle géométrie planaire du détecteur est plus compacte, facilitant l'intégration mécanique. Elle permet également l'ouverture et la fermeture "rapide" du détecteur dans l'hypothèse d'un changement d'isotope. Un schéma de principe du démonstrateur est présenté figure 2.2.

La source émettrice $\beta\beta$, en rouge sur la figure, est encadrée par le trajectographe, visible en vert, lui-même encadré par les deux murs formant le calorimètre principal, en bleu. Chacune de ces sous-parties du détecteur est décrite dans les sections suivantes (sections 2.2, 2.3 et 2.4).

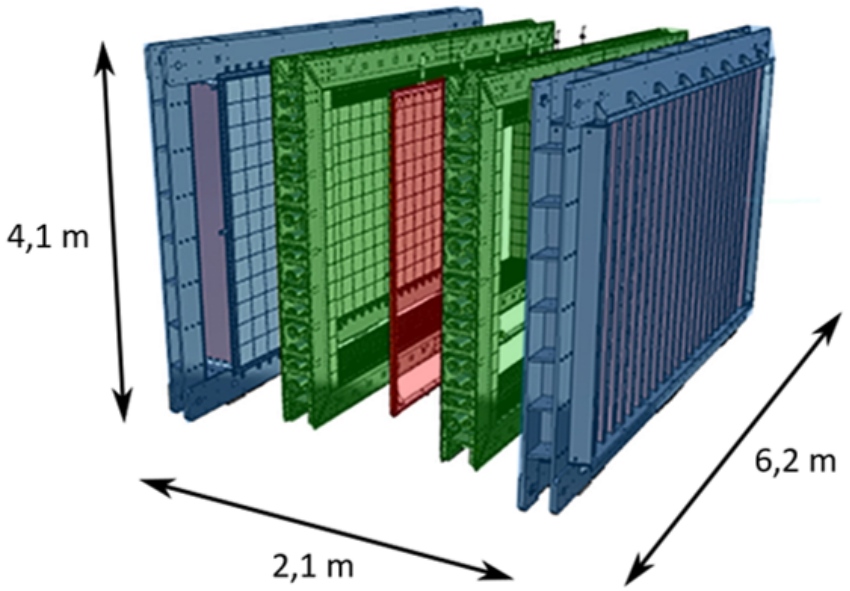


FIGURE 2.2 – Schéma du démonstrateur en vue éclatée. En rouge : source émettrice double bêta ; en vert : trajectographe ; en bleu : calorimètre.

L'ensemble du détecteur sera entouré d'une bobine en cuivre qui générera un champ magnétique dans le trajectographe afin de discriminer les traces des électrons de celles des positrons (section 2.3.3). Pour terminer, la réduction du bruit de fond de l'expérience étant essentielle, l'ensemble du dispositif sera entouré de plusieurs éléments visant à réduire le bruit de fond (blindage gamma et neutron, tente anti-radon) qui sera décrit dans la section 2.9.

2.2 Feuilles sources émettrices $\beta\beta0\nu$

Comme toutes les expériences cherchant à détecter la décroissance double bêta sans émission de neutrino, le détecteur SuperNEMO doit être le plus radiopur possible. La source contenant l'isotope double bêta, qui est le point de départ des événements recherchés, est l'élément du détecteur qui doit être le plus radiopur. Elle doit également être mince pour limiter la perte d'énergie des électrons détectés à distance. Cette section va permettre d'expliquer comment ces deux critères ont motivé la production de la source émettrice $\beta\beta$ de SuperNEMO.

2.2.1 Choix de l'isotope et de la géométrie

Le sélénium 82 (^{82}Se) a été choisi pour SuperNEMO car il possède une énergie disponible suffisamment grande ($Q_{\beta\beta} = 2{,}995\,\text{MeV}$) pour limiter le bruit de fond lié à la radioactivité naturelle et une demi-vie du processus permis $\beta\beta2\nu$ $T^{2\nu}_{1/2} = 9{,}4.10^{19}$ ans également élevée pour réduire le bruit de fond d'origine $\beta\beta2\nu$. Cet isotope peut également être enrichi par des méthodes traditionnelles.

Pour limiter les pertes d'énergie des électrons dans la source, SuperNEMO est équipé de feuilles sources minces (36 feuilles de 2,7 m $\times$ 13,5 cm $\times$ 250 μm). La géométrie et le mode d'installation des feuilles permettent de les remplacer dans le cas d'un éventuel changement d'isotope d'étude. La masse d'isotope émetteur doit aussi être la plus grande possible ce qui est difficile avec l'utilisation de sources minces et qui ne peut être satisfait que si l'isotope est

enrichi. Une masse totale de 6,11 kg de ^{82}Se est présente dans le démonstrateur.

2.2.2 Enrichissement, purification et production des feuilles sources

Enrichissement

Le sélénium composant les feuilles sources doit être enrichi pour atteindre une masse de ^{82}Se suffisante. L'enrichissement permet de séparer chaque isotope d'un élément pour ne conserver que l'isotope d'intérêt. C'est une technique très utilisée avec l'uranium notamment, pour le fonctionnement des centrales électronucléaires avec de l'uranium faiblement enrichi (3 à 5 %) en ^{235}U ou pour des applications militaires avec un taux d'enrichissement supérieur à 90 %. Toutes les méthodes d'enrichissement possèdent un point commun : l'élément qui doit être enrichi doit pouvoir être mis sous forme gazeuse pour favoriser le déplacement des atomes (ou des molécules) de manière individuelle. Pour vaporiser les isotopes à enrichir, ceux-ci sont mis sous forme moléculaire (UF_6 par exemple). La nécessité d'avoir l'isotope sous forme gazeuse limite le choix des éléments pouvant être enrichis.
Il existe plusieurs techniques d'enrichissement. La première, datant de la fin de la seconde guerre mondiale, consiste à faire diffuser les molécules gazeuses dans un gradient de température, opérant ainsi une sélection en masse. D'autres méthodes ont ensuite vu le jour, telles que la séparation électromagnétique avec l'utilisation d'un spectromètre de masse qui nécessite l'ionisation préalable du gaz, ou la diffusion à travers une membrane dont la vitesse dépend de la masse de la molécule, elle-même dépendante de la masse de l'isotope à enrichir.
Cependant, les besoins modernes en uranium enrichi requièrent l'utilisation de nouvelles techniques capables d'enrichir de grandes quantités de matière. De nos jours, la technique principalement utilisée est la centrifugation. Elle consiste en l'utilisation de centrifugeuses en rotation à grande vitesse et chauffées à leur base. Ceci est illustré par la figure 2.3 : la force centrifuge appliquée aux molécules opère une première séparation en fonction de leur masse, les plus lourdes migrant vers l'extérieur et les plus légères vers le centre. Le chauffage quant à lui créé un mouvement de convection thermique au sein de la centrifugeuse permettant aussi une séparation avec un déplacement des molécules légères vers le haut et des plus lourdes vers le bas.

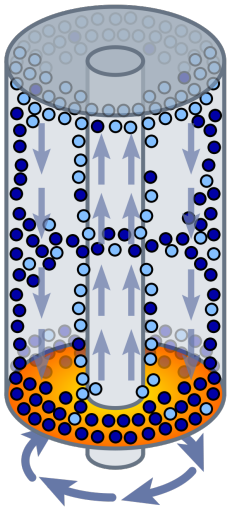


FIGURE 2.3 – Illustration de la séparation en masse d'isotopes dans une centrifugeuse avec convection thermique [5].

L'utilisation de ce dispositif permet aussi un montage en cascade : la séparation opérée dans une première centrifugeuse est transmise dans la suivante, et ainsi de suite. A chaque étape, la teneur en isotope d'intérêt augmente, jusqu'à atteindre la pureté souhaitée.
C'est avec cette méthode que les 6,11 kg de ^{82}Se ont été enrichis. Le sélénium naturel, composé de six isotopes stables, est enrichi par centrifugation (sous forme de SeF_6) pour ne conserver que le ^{82}Se, seul émetteur double bêta de cet élément avec un taux d'enrichissement de 90 % à 99 %. Une décharge électrique dans le gaz permet de récupérer le sélénium sous forme de poudre qui doit être purifiée avant d'être utilisée.

Purification

Le matériau enrichi en isotopes $\beta\beta$ doit ensuite être purifié pour limiter la présence de contaminants. Il s'agit de tous les noyaux radioactifs dont la désintégration peut conduire à imiter un signal $\beta\beta$, c'est-à-dire une topologie deux électrons dont la somme en énergie est égale au $Q_{\beta\beta}$. Les deux noyaux principalement problématiques sont le bismuth 214 (^{214}Bi) et le thallium 208 (^{208}Tl) et les processus pouvant conduire à un signal imitant une décroissance $\beta\beta$ seront décrits dans la section 2.9. Afin de purifier au mieux la poudre de sélénium, trois méthodes ont été utilisées :

— une purification chimique : les contaminants sont fixés à du sel de baryum par cristallisation avant d'être éliminés [95] ;

— une purification par double distillation.

— une purification par chromatographie : le sélénium migre au travers d'une résine échangeuse d'ions qui va retenir uniquement les impuretés [96].

Afin de vérifier l'efficacité de ces méthodes de purification, la radiopureté des feuilles sources a été mesurée par un détecteur dédié, BiPo, présenté section 2.6.1.

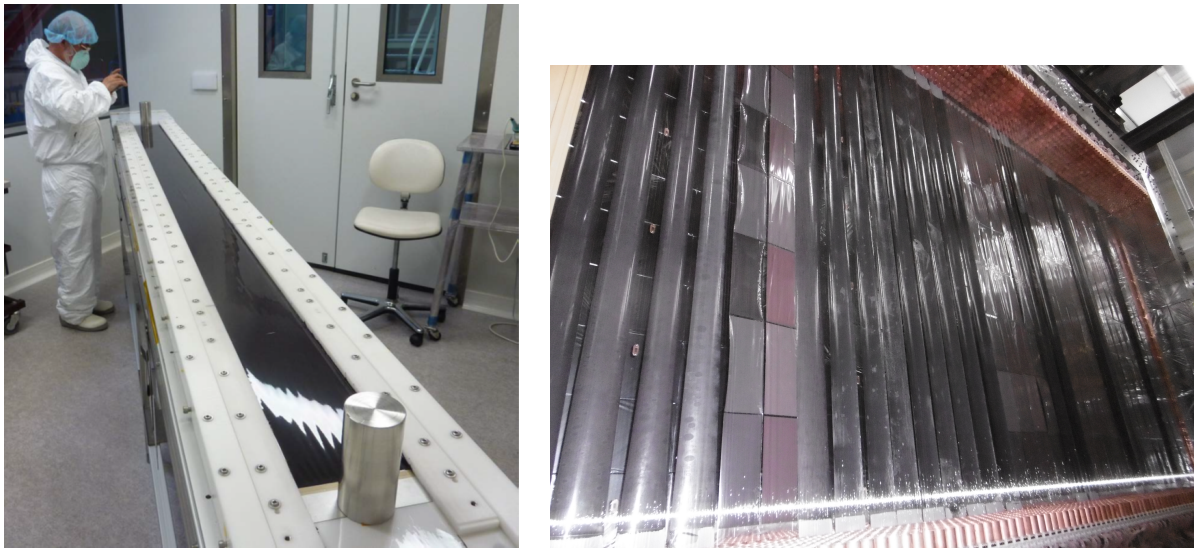
Production des feuilles sources

La poudre de sélénium purifiée est mélangée à de la colle PVA (PolyVinyl Alcohol) dans le but d'obtenir une pâte facilement modelable. Ce mélange est déposé sur une fine feuille de mylar de 12 μm d'épaisseur. Actuellement dans SuperNEMO, deux types de feuilles sources qui diffèrent par leur mode de production sont installées.

— Les feuilles produites par ITEP en Russie sont celles dont la granularité est la plus grossière, c'est-à-dire que les grains de sélénium qui la composent ont une taille de l'ordre de quelques dizaines de micromètres. Le mélange de colle et de sélénium est déposé sur une feuille de mylar micro-perforée pour permettre un séchage plus efficace de la colle. La contrepartie est que la méthode de perforation entraîne l'introduction d'impuretés. Une fois le séchage terminé, une deuxième feuille de mylar vient fermer la source.

— Les feuilles produites par le LAPP à Annecy [97] sont faites à partir de grains très fins ($\leq$ 1 μm). Pour que la production des feuilles se fasse dans des conditions les plus radio-pures possibles, et en particulier pour éviter l'introduction de contaminants par le biais de la micro-perforation du mylar, le laboratoire d'Annecy a testé plusieurs méthodes de mise en forme et de séchage. La méthode finale utilisée consiste à déposer le mélange dans un moule visible figure 2.4-a qui, une fois séché, est encapsulé par deux feuilles de mylar.

La moitié des feuilles sources a été produite selon la méthode ITEP, soient 18 bandes, l'autre moitié selon le procédé développé par le LAPP. Une fois les feuilles sources produites, elles ont été transportées et installées en 2018 dans le détecteur (figure 2.4-b).



— a — — b —

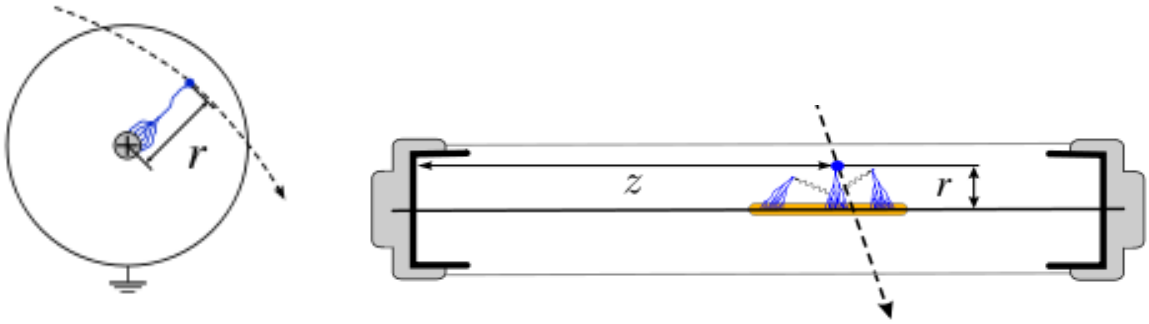
FIGURE 2.4 – Production d'une feuille source de sélénium par la méthode du LAPP (a) et photographie des feuilles sources dans le détecteur SuperNEMO avant fermeture du détecteur (b). Les feuilles à l'apparence segmentée sont celles produites au LAPP, les feuilles continues ont été produites à ITEP.

2.3 Trajectographe

La fonction du trajectographe est de reconstruire la trajectoire des particules chargées le parcourant [98]. Il s'agit d'une chambre à fils remplie d'un gaz facilement ionisable dont la composition sera présentée section 2.3.2. Lorsqu'une particule chargée traverse le gaz, les paires électron-ion ainsi créées vont migrer sous l'effet du champ électrique induit par l'application d'une haute tension sur le fil anodique. Les électrons se retrouvent accélérés et vont provoquer un phénomène d'avalanche à proximité du fil anodique, générant alors un signal rapide. Le temps propre de ce signal associé au temps donné par le calorimètre ayant déclenché lors du dépôt d'énergie par cette même particule permet de calculer la position radiale de la particule traversante.
En parallèle, l'avalanche générée par le déplacement des électrons secondaires produit un plasma Geiger qui se propage jusqu'aux anneaux cathodiques situés à chaque extrémité des cellules. L'arrivée du plasma jusqu'à chaque cathode est associée à un temps. La différence de ces deux temps permet de remonter à la position longitudinale du signal. La figure 2.5 permet de visualiser la mesure de la position radiale (a) et verticale (b) d'une particule chargée se propageant dans le gaz.

2.3.1 Géométrie

Le trajectographe de SuperNEMO (figure 2.6-a), est composé de 2034 cellules fonctionnant en régime Geiger. Les cellules sont agencées en 113 rangées de 9 cellules de part et d'autre de la source sur les 6 mètres de longueur du détecteur. Chacune d'elles est un assemblage d'un fil anodique en acier de 40 μm de diamètre entouré de 12 fils de masse du même matériau de 50 μm de diamètre. Deux anneaux cathodiques en cuivre, un à chaque extrémité des fils, sont placés entre l'anode et les fils de masse. Les fils de masse sont partagés par les fils anodiques voisins. Un schéma présentant l'agencement relatif des fils et anneaux des cellules est visible figure 2.6-b.



— a — — b —

FIGURE 2.5 – Schéma de principe vue de face (a) et de profil (b) du fonctionnement d'une cellule du trajectographe dans laquelle un plasma Geiger se propage.

— a — — b —

FIGURE 2.6 – Photographie d'une section du trajectographe de SuperNEMO montrant les anneaux cathodiques en cuivre et les fils éclairés (a) et schéma illustrant l'agencement des cellules (b).

Au total, ce sont 14970 fils qui composent le trajectographe. Le tissage de tous ces fils s'est fait de façon semi-automatique à l'aide d'un robot spécialement construit dans ce but. Les cellules ont été produites à Manchester par groupes de 9×2 cellules, ensuite assemblés à MSSL (Mullard Space Science Laboratory, UCL) en demi-sections (1/4 du trajectographe) avant d'être envoyées sur le site de construction de l'expérience.

2.3.2 Composition du gaz

Le gaz présent dans le trajectographe doit satisfaire certains critères pour être utilisé. Il est composé de :

— 94,85 % d'hélium. L'hélium est un gaz neutre et son faible numéro atomique ainsi que sa basse énergie d'ionisation ne dégradent que très peu l'énergie des électrons traversants.

— 4 % d'éthanol. La propagation du plasma Geiger le long de l'anode ou la neutralisation des ions He^+ peuvent s'accompagner d'émissions de photons UV. Ces photons peuvent à leur tour ioniser le gaz, générant par la même occasion un faux signal. La structure

moléculaire de l'éthanol permet d'absorber efficacement ces photons, évitant ainsi les redéclenchements.

— 1 % d'argon. Ce gaz neutre et facilement ionisable favorise la propagation du plasma Geiger le long du fil anodique.

— 0,15 % d'eau. Pour éviter un emballement des avalanches produites dans le gaz, l'ajout d'un élément très électronégatif tel que l'eau permet d'absorber l'excédent d'électrons et de stabiliser le fonctionnement du trajectographe.

Avant d'être injecté dans la chambre, ce mélange gazeux sera filtré pour limiter l'introduction d'impuretés (poussières notamment). De plus, il sera renouvelé en permanence, de 0,5 m^3 à 2 m^3 par heure, en particulier pour éviter l'accumulation de radon (section 2.6.2).

2.3.3 Reconstruction des traces

Le rôle du trajectographe est donc de reconstruire la trajectoire d'une particule ayant interagi dans la chambre. Le premier avantage de cet instrument est l'identification des particules :

— Alpha : un noyau d'hélium va perdre son énergie sur quelques centimètres dans le gaz remplissant le trajectographe et n'atteindra pas le calorimètre. Une trace très courte dans le trajectographe sans dépôt d'énergie dans le calorimètre est caractéristique d'une émission alpha.

— Gamma : les photons gamma étant électriquement neutres et très énergétiques, ils traverseront la chambre sans interagir mais pourront déposer une partie de leur énergie dans le calorimètre. L'absence de trace dans le trajectographe avec dépôt d'énergie dans le calorimètre est caractéristique d'un rayonnement gamma.

— β^-/β^+ : ces particules chargées légères vont laisser une trace très nette dans la chambre et finir leur course dans le calorimètre où elles déposeront leur énergie. Une trace dans le trajectographe associée à un dépôt d'énergie dans le calorimètre est caractéristique d'une émission d'électron ou de positron. Pour être capable de différencier l'électron du positron, un champ magnétique de 25 Gauss orienté verticalement vers le haut est généré par une bobine en cuivre entourant le détecteur. Le champ magnétique qui affecte la trajectoire des particules selon leur charge électrique permettra de courber la trajectoire des électrons dans le sens opposé de celui des positrons.

La reconstruction des traces présente un autre avantage, celui d'être capable d'identifier l'origine de la ou des particule(s) traversant le détecteur. L'origine physique de la décroissance double bêta étant la désintégration d'un seul noyau, les deux électrons sont émis du même vertex. La possibilité qu'offre le trajectographe de mesurer la provenance d'un évènement s'avère déterminante pour attester de la présence d'un signal $\beta\beta$ et a des conséquences directes sur le bruit de fond de l'expérience, qui se retrouve considérablement réduit.

2.3.4 Performances attendues

Le trajectographe de SuperNEMO a vu ses performances améliorées en comparaison de celles de NEMO3.
La taille des cellules a pu être augmentée de 30 mm à 44 mm afin de réduire le nombre de fils à environ 15000 comparés aux 40000 fils de NEMO3. Cela diminue d'autant le nombre de voies de lecture (et donc le coût) de l'instrument et permet également de diminuer la quantité de matière (et donc les pertes en énergie) dans le trajectographe. Il a été montré que cette diminution du nombre de cellules n'affecte pas significativement la résolution spatiale de reconstruction des

traces du trajectographe de SuperNEMO. Les résolutions radiale et verticale des cellules sont respectivement de 0,5 mm et 8 mm pour NEMO3 et 0,7 mm et 10 mm pour SuperNEMO.
Comme l'ensemble des composants et matériaux présents dans le démonstrateur, ceux du trajectographe satisfont également les niveaux de radiopureté requis. La présence de radon (gaz radioactif, cf. section 2.6.2) dans la chambre constitue la plus grande source de bruit de fond du trajectographe. Pour l'expérience SuperNEMO, l'activité volumique liée au Radon, qui était de quelques mBq/m^3 dans NEMO3, doit être abaissée à 0,15 mBq/m^3. Le système de renouvellement du gaz ainsi que d'autres études dédiées notamment à l'émanation du radon permettront de réduire le niveau de bruit de fond jusqu'à la valeur attendue.

2.4 Calorimètre

Le calorimètre est la partie du détecteur qui sert à mesurer l'énergie et le temps de vol des particules. Il est composé de 712 modules optiques répartis selon trois géométries ayant chacune leur rôle et leurs caractéristiques. Chaque module optique est un assemblage d'un scintillateur plastique et d'un photomultiplicateur qui feront l'objet d'une description détaillée dans le chapitre 3.1.

2.4.1 Géométrie

Le calorimètre peut se décomposer en trois parties distinctes :

— un calorimètre principal, séparé en deux murs disposés de part et d'autre du trajectographe. Ils sont communément appelés murs principaux (MWall, en bleu sur la figure 2.7) et chacun d'eux est composé de 260 (20×13) modules optiques (520 au total), 40 équipés d'un photomultiplicateur cinq pouces et 220 d'un photomultiplicateur huit pouces. Ce calorimètre a été produit à Bordeaux au CENBG.

— un calorimètre secondaire, nommé XWall (en rouge sur la figure 2.7), qui est positionné de chaque côté du trajectographe. Il augmente la surface de détection en collectant les particules s'échappant latéralement dans le détecteur, notamment à cause de l'influence du champ magnétique généré par la bobine. Au total, ce sont 128 modules optiques (photomultiplicateurs récupérés de NEMO3, scintillateurs produits en Russie) assemblés à Londres par UCL qui composent ce calorimètre.

— un calorimètre tertiaire, formé par les gamma-veto (GVeto, en vert sur la figure 2.7). Ces 64 modules sont situés au dessus et en dessous du trajectographe. Comme leur nom l'indique, ils servent à améliorer l'efficacité de détection des rayons gamma et permettent d'assurer une couverture proche de 100 % du calorimètre aux photons gamma. Ils ont également été assemblés à UCL avec des photomultiplicateurs de NEMO3 et des blocs de scintillateurs produits en Russie.

2.4.2 Étalonnages

Étalonnage absolu en énergie

Le système d'étalonnage absolu en énergie est assuré par des sources radioactives de bismuth 207 (^{207}Bi), sources émettrices d'électrons de conversion et de rayons gamma dont les énergies et les intensités sont présentées dans le tableau 2.1.

Les activités de ces sources sont seulement de quelques centaines de becquerels, pour limiter leur impact sur le vieillissement du trajectographe et éviter un emballement des

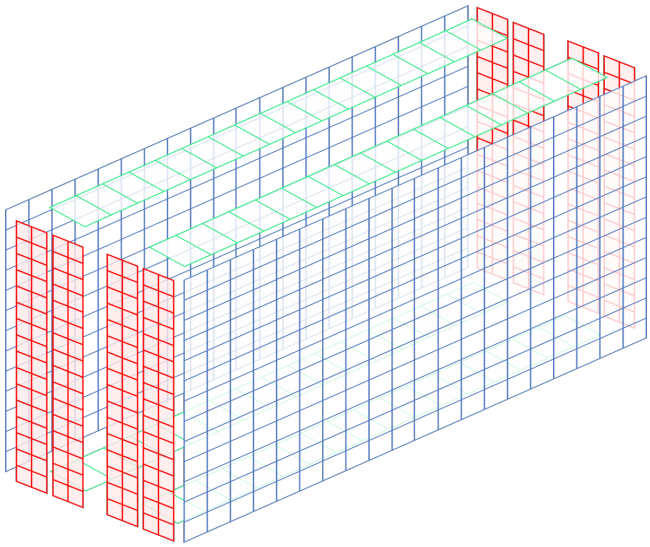


FIGURE 2.7 – Schéma des différentes parties du calorimètre de SuperNEMO. En bleu : calorimètre principal (MWall) ; en rouge : calorimètre latéral (XWall) ; en vert : calorimètre gamma (GVeto).

	Énergie (keV)	**Intensité (%)**
e1	481,7	1,5
e2	975,5	7,0
e3	1682,0	0,02
g1	569,7	97,8
g2	1063,7	74,6
g3	1770,2	6,9

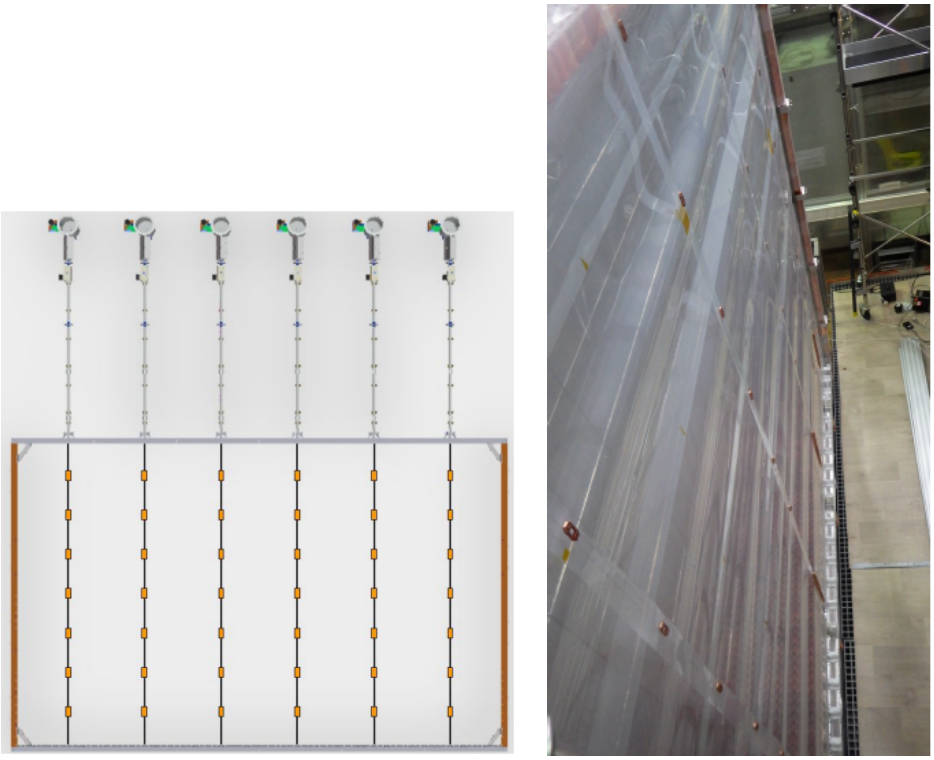
TABLE 2.1 – Énergies et intensités des principaux électrons et photons gamma du ^{207}Bi.

cellules du premier plan (le plus proche de la source). Elles sont présentes au nombre de 42 dans le démonstrateur et sont réparties uniformément le long des feuilles sources (figure 2.8-a, symbolisées par les rectangles cuivrés) permettant une illumination quasi homogène du calorimètre. Les sources de ^{207}Bi sont déployées dans le détecteur (figure 2.8-b) à l'aide d'un système dédié qui permet leur insertion et leur retrait, contrairement à NEMO3.

Le rôle de ces sources est de permettre un étalonnage du calorimètre avec une référence absolue en énergie à partir des spectres mesurés. Elles permettront aussi de mesurer la résolution en énergie des modules optiques mais également dans une moindre mesure d'étalonner la réponse du trajectographe grâce au suivi des traces des électrons émis par les sources.

Étalonnage relatif en énergie

En plus du système d'étalonnage absolu en énergie, il est prévu d'utiliser un système d'étalonnage relatif basé sur l'injection de lumière dans les modules optiques.
Il est composé de 20 LED pulsées dont la fréquence d'émission de lumière et l'intensité de l'impulsion lumineuse sont réglables. La lumière émise par les LED est acheminée jusqu'aux modules optiques du calorimètre grâce à un réseau de fibres optiques regroupées en faisceaux d'environ 70 fibres, à raison de deux fibres par module optique. Pour avoir un contrôle précis sur la quantité de lumière injectée, des modules de référence (4 MWall, 2 XWall et 2 GVeto)



— a — — b —

FIGURE 2.8 – Schéma du système de déploiement des sources (a) et photographie des sources de bismuth 207 (rectangles en cuivre) déployées dans SuperNEMO (b). Les rectangles cuivrés sur la figure (a) symbolisent les positions des sources une fois déployées.

externes au détecteur sont également éclairés par ce système et en permanence étalonnés avec des sources radioactives de ^{207}Bi et d'américium 241 (^{241}Am).
Ce système à deux objectifs :

— assurer un suivi quotidien du gain des photomultiplicateurs au pourcent près. En effet, le gain des photomultiplicateurs peut varier au cours du temps à cause de variations de la haute tension, des conditions expérimentales ou de leur vieillissement. La quantité de lumière envoyée par les LED sera quotidiennement comparée à la valeur initiale mesurée pendant la campagne d'étalonnage absolu afin de suivre l'évolution du gain des photomultiplicateurs.

— tester la linéarité de la réponse en énergie des modules, en particulier à haute énergie. L'étalonnage absolu en énergie ne pouvant être fait que jusqu'à 1682 keV (énergie de l'électron de conversion de plus haute énergie du ^{207}Bi), il est nécessaire de mesurer la réponse des photomultiplicateurs à des sollicitations lumineuses bien au delà de cette valeur. Le changement d'intensité lumineuse possible avec le système LED permettra cette étude.

Les 20 LED se répartissent selon deux groupes : 10 LED primaires pour éclairer tous les modules du calorimètre et 10 LED secondaires (figure 2.9) qui serviront à remplacer celles du système primaire en cas de problème (LED primaire non fonctionnelle, fibre optique abîmée). Le système, conçu par l'Université du Texas [99], est en cours de caractérisation.

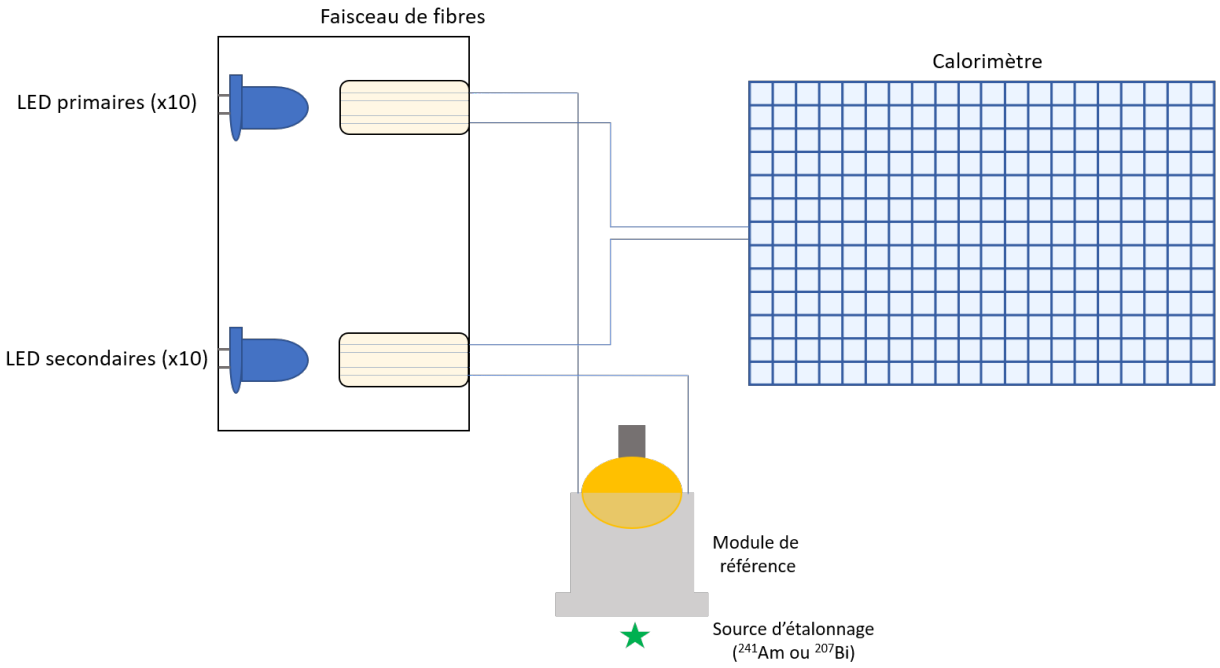


FIGURE 2.9 – Schéma de principe du système d'injection de lumière LED.

Étalonnage en temps

La mesure du temps est cruciale dans SuperNEMO pour qu'il soit possible de discriminer les électrons provenant des feuilles sources de ceux traversant le détecteur, ou encore être capable de reconstruire le parcours d'un photon gamma dans le détecteur.
L'étalonnage en temps varie pour chaque module puisqu'il dépend :

— du temps de parcours des photons dans le scintillateur,

— du temps de transit des électrons secondaires dans le photomultiplicateur,

— du temps de transit du signal du photomultiplicateur jusqu'à l'électronique, et donc de la longueur des câbles acheminant ce signal,

— du temps de traitement du signal dans les cartes électroniques.

L'utilisation de sources de ^{60}Co émettant deux photons gamma en cascade de 1173 keV et 1332 keV permettra d'évaluer les caractéristiques temporelles de chaque module en comparant les temps mesurés entre toutes les paires de modules déclenchés. Ces sources seront placées à la même position que les sources de ^{207}Bi pour permettre un éclairage homogène du mur et de toutes les paires de modules optiques.

2.4.3 Performances

Des contraintes sont imposées sur les performances du calorimètre et sur les niveaux de contamination des modules optiques [100].

— La résolution en énergie des modules doit être de l'ordre de 8 % FWHM (Full Width at Half Maximum, largeur à mi-hauteur) à 1 MeV, soit 4,5 % FWHM à $Q_{\beta\beta}^{^{82}Se} = 2,995\,MeV$. La résolution en énergie (FWHM) était de 13,7 % à 1 MeV dans NEMO3.

— La résolution en temps est de l'ordre de 400 ps à 1 MeV entre deux modules optiques ayant été déclenchés. Cette résolution temporelle était de 250 ps dans NEMO3. Cette différence s'explique par le changement de géométrie des modules optiques, avec des scintillateurs et des photomultiplicateurs plus volumineux dans SuperNEMO.

— L'efficacité de détection des photons gamma doit être de l'ordre de 50 % pour des gammas de 1 MeV, contre 50 % à 50 keV dans NEMO3. Cela permet une meilleure réduction du bruit de fond et une amélioration de la sensibilité du détecteur sur la décroissance double bêta vers les états excités.
— les niveaux de radiopureté atteints pour les photomultiplicateurs sont de 600 mBq/kg pour le ^{40}K, 800 mBq/kg pour le ^{214}Bi et 36 mBq/kg pour le ^{208}Tl. Ces niveaux étaient de 1200 mBq/kg en ^{40}K, 860 mBq/kg en ^{214}Bi et 30 mBq/kg en ^{208}Tl dans NEMO3. Même si ces niveaux n'ont pas tous été améliorés pour le démonstrateur SuperNEMO en comparaison de NEMO3, des travaux de R&D menés notamment sur le verre des photomultiplicateurs (société Primeverre, France) ont montré qu'il est possible de réduire significativement les contamination : $\approx$ 80 mBq/kg en ^{40}K, $<$ 4 mBq/kg en ^{214}Bi et $<$ 0,7 mBq/kg en ^{208}Tl.

2.5 Blindage

Si le bruit de fond propre au détecteur ne peut être réduit que par la sélection de matériaux très radiopurs, il est néanmoins possible de protéger l'expérience des bruits de fond d'origine extérieure. Le bruit de fond pouvant provenir de rayons gamma issus de la radioactivité naturelle ou de la capture de neutrons ainsi que de l'émanation de radon tels que décrits dans la section 2.9, trois différents blindages seront utilisés pour SuperNEMO :

— **Blindage gamma** : il s'agit d'un blindage interne en fer pur de 18 centimètres d'épaisseur (figure 2.10 gauche) qui sert à arrêter les photons gamma.
— **Blindage neutron** : il s'agit d'un blindage externe en polyéthylène ou en eau de 50 cm d'épaisseur (figure 2.10 milieu). Ces matériaux riches en protons ralentissent efficacement les neutrons. Le design final de ce blindage est en cours de finalisation.
— **Tente anti-radon** : le radon est un gaz neutre radioactif naturellement présent dans l'air pouvant se déposer à la surface des feuilles sources ou des fils du trajectographe, d'où il peut imiter une décroissance double bêta. Il peut se retrouver dans la chambre par 3 voies différentes :
  — suite au dégazage des matériaux présents à l'intérieur du détecteur. Pour limiter cette contamination les matériaux sont sélectionnés pour leur radiopureté ;
  — par le mélange gazeux injecté dans le trajectographe. Un système de renouvellement du gaz avec un filtrage préalable est donc utilisé.
  — via des défauts d'étanchéité du détecteur. Pour éviter cela, un troisième niveau de blindage sera utilisé. Il s'agit d'une tente anti-radon (figure 2.10 droite) composée de plaques de polycarbonate imperméable au radon. L'air circulant dans la tente anti-radon sera filtré par un piège à radon, une colonne de 450 kg de charbon actif réfrigérée à -50 °C, réduisant ainsi le taux de radon dans la tente d'un facteur 1000.

2.6 Radiopureté des matériaux

Dans une expérience recherchant une désintégration double bêta sans émission de neutrino, la radiopureté des matériaux est cruciale pour réduire au maximum le bruit de fond. Cela passe avant tout par une sélection très rigoureuse des matériaux qui composent le détecteur. Le niveau de contamination très bas de chaque matériau doit donc être mesuré et validé avant d'être utilisé dans le détecteur. Pour cela, trois méthodes de mesures ont été utilisées pour contrôler la radiopureté des feuilles sources, du trajectographe et du calorimètre.

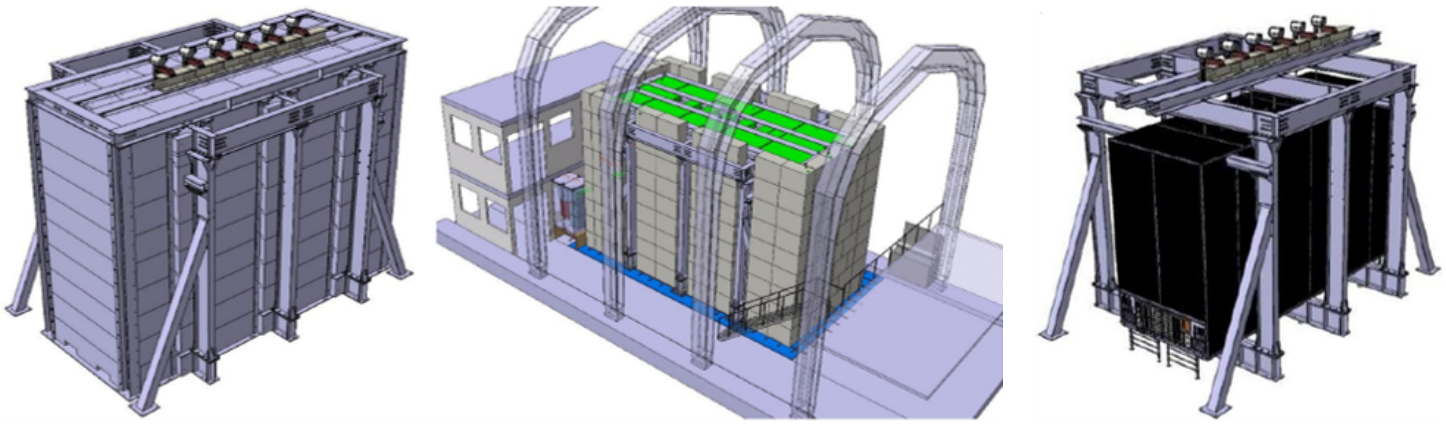


FIGURE 2.10 – Blindage en fer à gauche, blindage neutron sous forme de cuves d'eau au milieu et tente anti-radon à droite, de SuperNEMO.

2.6.1 Détecteur BiPo

La collaboration SuperNEMO a imposé un niveau de contamination des feuilles sources de 2 μBq/kg en ^{208}Tl et 10 μBq/kg en ^{214}Bi. Pour pouvoir mesurer une contamination aussi faible, il a fallu concevoir un nouveau détecteur : le détecteur BiPo [101], en fonctionnement au Laboratoire Souterrain de Canfranc depuis 2013.
Le principe de mesure de BiPo repose sur la détection en cascade d'un électron issu de la décroissance β du bismuth suivie par la décroissance α du polonium fils conduisant à l'émission d'une particule alpha.

— Dans le cas du ^{208}Tl, la mesure s'appuie sur la détection d'une décroissance β du ^{212}Bi (Q_β = 2,2 MeV) suivie de la décroissance α du ^{212}Po (Q_α = 8,78 MeV) de 300 ns de demi-vie.

— Pour ce qui est du ^{214}Bi, la mesure s'appuie sur sa décroissance β (Q_β = 3,2 MeV) vers le ^{214}Po, lui-même émetteur α (Q_α = 7,69 MeV) de 164 μs de période.

Pour détecter ces cascades $\beta - \alpha$, le détecteur est constitué de 80 modules optiques (40 paires) entre lesquels l'échantillon est positionné. Ces modules optiques sont formés (figure 2.11) :

— de scintillateurs en polystryrène aluminisé (par évaporation, pour isoler optiquement les modules) à face carrée de 30 cm de côté et 2 mm d'épaisseur ;

— de photomultiplicateurs 5" basse radioactivité de NEMO3 couplés aux scintillateurs par un guide de lumière.

Les matériaux le composant ont eux aussi été sélectionnés pour satisfaire aux niveaux de radiopureté requis par la mesure.
Cette technique de détection a permis d'atteindre une sensibilité de détection de 2 μBq/kg pour le ^{208}Tl et 140 μBq/kg en ^{214}Bi en 6 mois de mesure. Si le niveau de sensibilité requis est atteint pour la contamination du ^{208}Tl, ce n'est pas le cas pour le ^{214}Bi, mais de futurs développements (analyse de la forme des signaux) pourraient améliorer cette sensibilité.
La mesure de radiopureté des feuilles sources (figure 2.11) avec BiPo donne les résultats suivants : la contamination en ^{208}Tl (resp. ^{214}Bi) est en moyenne de 24 μBq/kg ($\leq$ 290 μBq/kg) pour les feuilles produite à ITEP et de 22 μBq/kg ($\leq$ 595 μBq/kg) pour celles produite au LAPP. Cela constitue une amélioration de la radiopureté d'un facteur 5 par rapport à NEMO3 mais reste au dessus des valeurs 2 μBq/kg en ^{208}Tl et 10 μBq/kg en ^{214}Bi fixées par la collaboration. Des pistes d'amélioration des méthodes de purification sont envisagées pour la fabrication des feuilles source du format final de SuperNEMO.

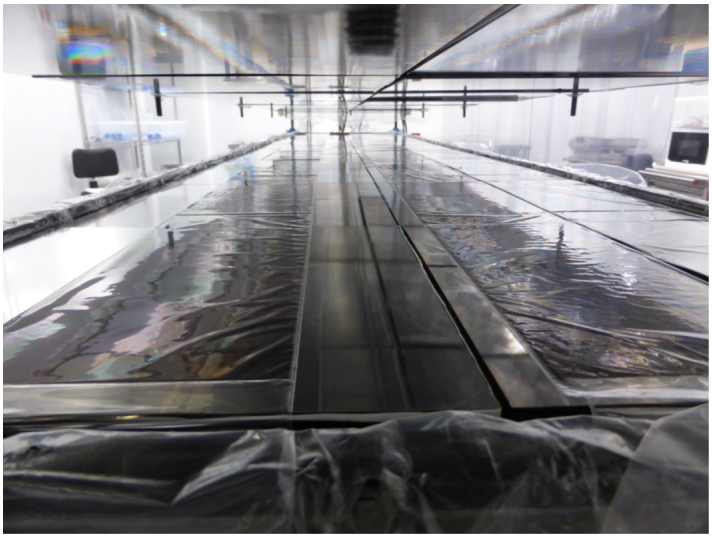
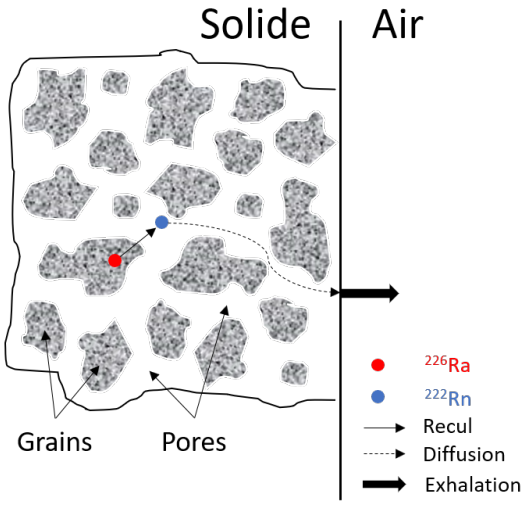


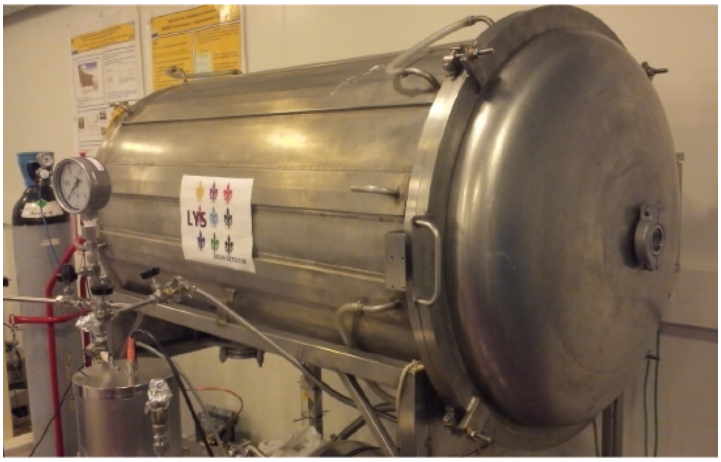
FIGURE 2.11 – Photographie d'une mesure de radiopureté des feuilles sources dans BiPo.

2.6.2 Chambre d'émanation de radon

Le radon est un gaz noble radioactif descendant directement du radium. Sa présence dans le détecteur est une source de bruit de fond puisqu'il peut se déposer ainsi que ses descendants sur les surfaces des feuilles sources ou des fils du trajectographe et donner lieu à la création de ^{214}Bi notamment. Il peut se retrouver dans le détecteur par les trois processus décrits en 2.5. Le risque de dégazage (émanation, figure 2.12-a) du radon des matériaux du détecteur a fait l'objet d'études poussées pour aboutir à la construction au CENBG d'une chambre d'émanation (figure 2.12-b), capable de mesurer précisément le taux de radon émané par les matériaux [102].



— a —



— b —

FIGURE 2.12 – Schéma d'émanation du radon d'un matériau (a) et photographie de la chambre d'émanation de 710 l du CENBG (b).

Les échantillons étudiés sont placés dans la chambre qui est ensuite remplie d'azote pur. Au bout de plusieurs jours au cours desquels le radon va émaner des matériaux, le gaz de l'enceinte est pompé vers un détecteur électrostatique capable de mesurer un taux d'émanation de 0,5 mBq/m^2/jour. Le taux d'émanation de radon a été mesuré pour un grand nombre des

matériaux critiques du démonstrateur.

2.6.3 Détecteurs HPGe

La dernière technique utilisée pour mesurer la contamination des matériaux est basée sur la spectrométrie gamma réalisée à l'aide de détecteurs HPGe (High Purity Germanium). Le germanium est un semi-conducteur qui possède une grande efficacité de détection des photons gamma avec une excellente résolution en énergie ($\leq 1\,\%$ à 1 MeV). Chaque isotope émetteur γ peut être identifié grâce à la mesure de l'énergie du ou des photon(s) gamma qu'il émet. De plus, il est possible de remonter à son activité à partir du nombre d'évènements mesurés dans les raies du spectre.

La collaboration possède six détecteurs de ce type, trois au CENBG et trois au Laboratoire Souterrain de Modane. Les HPGe du CENBG ont une sensibilité de quelques dizaines de mBq/kg pour une mesure standard d'un échantillon de 100 g sur 2 semaines. Ils ont permis de mesurer la contamination des matériaux les moins critiques et de présélectionner ceux nécessitant une mesure plus précise. Les HPGe basés au LSM peuvent quant à eux atteindre une sensibilité de 0,1 mBq/kg pour une mesure standard et ont été utilisés pour les mesures de radiopureté des matériaux de masse importante ou situés dans les parties les plus internes du détecteur .

2.7 Stratégie de déclenchement

Le taux de déclenchement attendu du démonstrateur une fois blindé est de l'ordre du Hertz. Sur la période de prise de données prévue pour deux ans et demi, cela représente plusieurs dizaines de millions d'évènements qu'il faudra ensuite stocker et analyser. La collaboration a défini plusieurs stratégies de déclenchement du détecteur selon si le signal regardé est produit par le système LED, les sources d'étalonnage de bismuth ou la recherche de décroissances $\beta\beta$ [6]. Dans ce dernier cas, seuls les évènements satisfaisant aux critères topologiques suivants seront conservés :

— l'évènement doit avoir laissé deux traces dans le détecteur. Chaque trace est définie comme étant le déclenchement simultané d'au moins trois rangées de cellules Geiger.

— chacune des traces doit être associée (coïncidence spatiale et temporelle) au déclenchement d'un module optique du calorimètre. De plus, les énergies déposées doivent dépasser des seuils bas et haut qui limitent le nombre de coïncidences fortuites.

La figure 2.13 est un exemple de chronogramme pour un évènement dans lequel il y a eu une coïncidence entre le calorimètre et le trajectographe. Le calorimètre délivre ses informations toutes les 25 ns, alors que les informations issues du trajectographe sont obtenues toutes les 1600 ns. Afin d'effectuer une coïncidence entre les données issues des deux instruments, une resynchronisation en temps est effectuée au niveau du déclencheur à partir du signal rapide donné par le premier module déclenché du calorimètre qui sert de référence temporelle pour les autres modules et les cellules du trajectographe. Si dans les 8 μs suivant le déclenchement de référence un signal qui satisfait ensuite les critères présentés au-dessus provient du trajectographe, il sera enregistré et conservé pour les analyses futures.

2.8 Électronique d'acquisition

L'électronique de SuperNEMO a été grandement améliorée par rapport à celle de NEMO3. Les développements ont principalement portés sur l'élaboration d'une électronique fortement

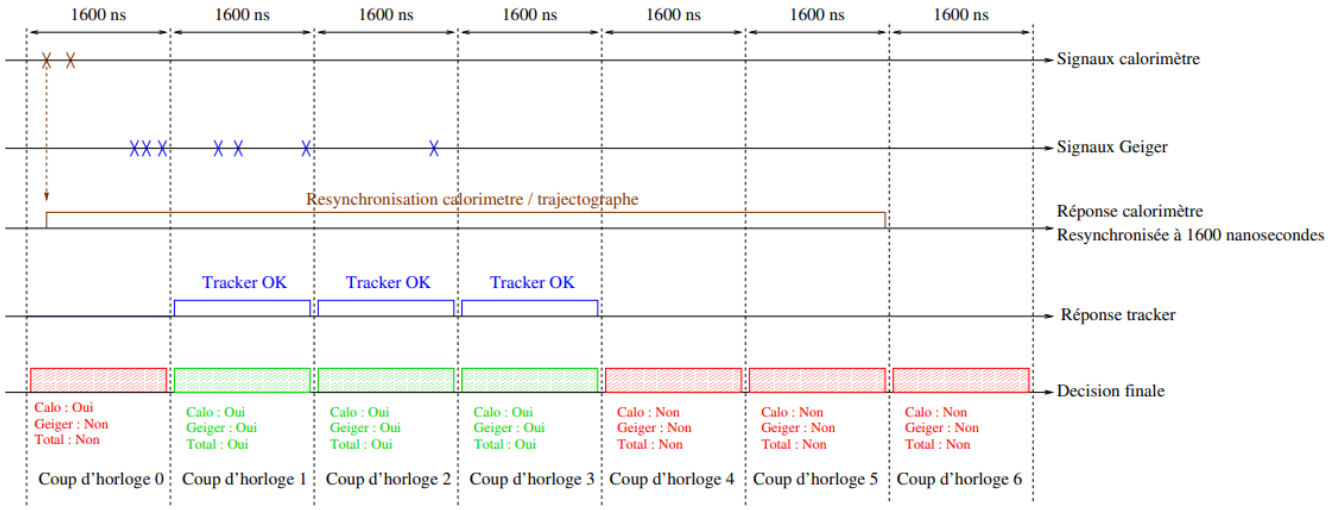


FIGURE 2.13 – Chronogramme d'un évènement dans SuperNEMO.

intégrée et sur l'échantillonnage des signaux délivrés par les modules optiques du calorimètre.

L'électronique d'acquisition du trajectographe est composée de 57 cartes frontales (Front-End Board, FEB), chacune capable de gérer les signaux de 108 voies. Ces cartes développées à Manchester sont équipées d'ASIC FEAST produits par le LPC-Caen (France) permettant la mesure des temps des signaux délivrés par les cellules Geiger.
L'électronique d'acquisition du calorimètre est composée de 2 × 20 FEB pour les murs principaux (une carte par colonne de 13 modules) auxquelles s'ajoutent 12 FEB pour les XWall et GVeto (figure 2.14 en blanc).

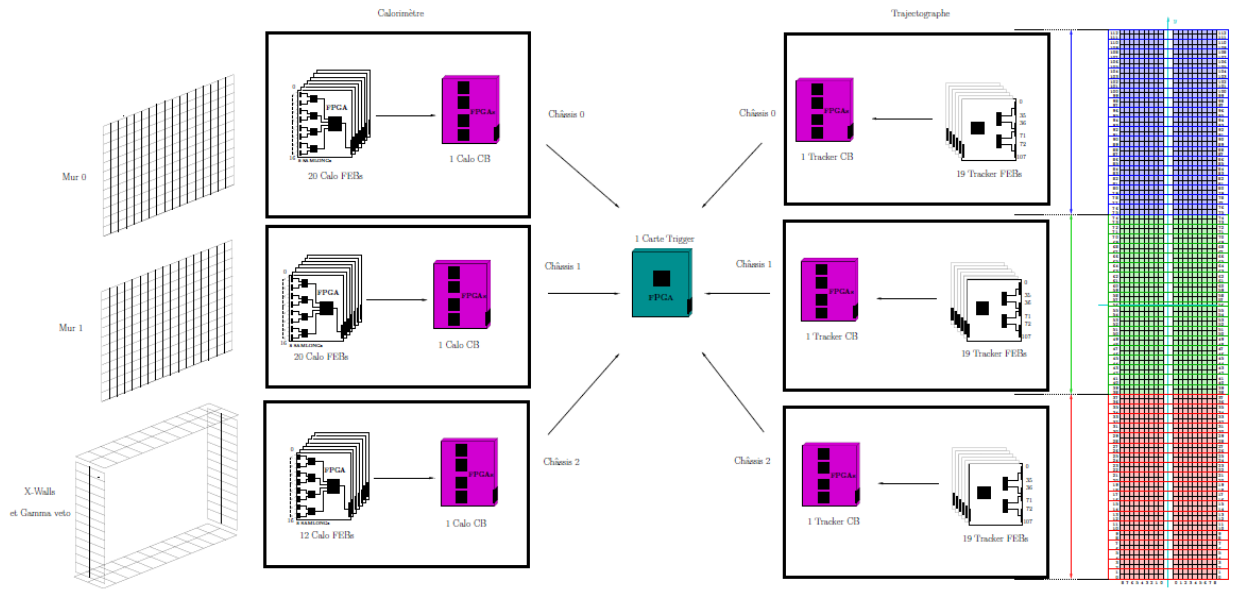


FIGURE 2.14 – Schéma technique de l'électronique du calorimètre de SuperNEMO (image de G. Oliviero [6]) avec les "front end boards" en blanc, les "control boards" en violet et la "trigger board" en turquoise.

La structuration interne des FEB du calorimètre est présentée figure 2.15. Chaque module optique (orange) est connecté à son propre canal sur la FEB (bleu), mais les canaux sont

appariés sur un composant appelé SAMLONG (vert), une mémoire analogique développé par l'ICJLab à Orsay. Son rôle est d'échantillonner (digitiser) les impulsions provenant des modules optiques pour les enregistrer en suivant. La fréquence d'échantillonnage des FEB est de 2,56 GHz codée sur 11 bits (1024 canaux), ce qui correspond à un temps de 390,625 picosecondes (ps) par canal. Les SAMLONG sont également connectés par paire aux FPGA (Field Programmable Gate Array, réseau logique programmable, rouge), composant qui gère les décisions de déclenchement de l'enregistrement des évènements selon les critères qui ont été décrits dans la section 2.7. Finalement, les modules optiques sont couplés par quatre sur les FPGA. Notons toutefois l'exception que représente la dernière ligne de modules, seule à être connectée sur un SAMLONG et sur un FPGA.

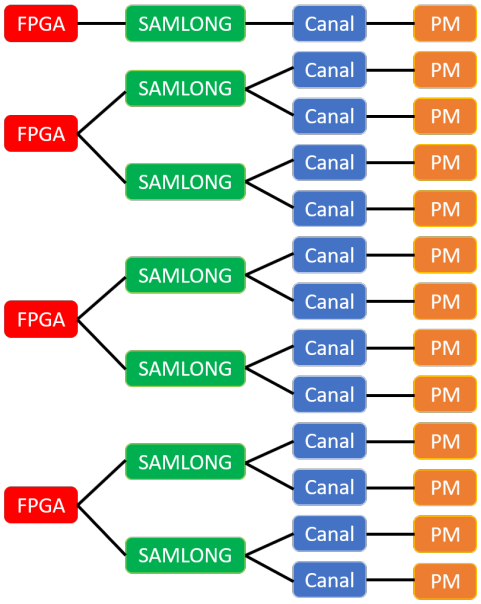


FIGURE 2.15 – Organigramme des cartes électroniques du calorimètre.

L'ensemble des FEB sont pilotées par six cartes de contrôle (Control Board, CB), trois pour le trajectographe et trois pour le calorimètre (une pour chaque mur du calorimètre, figure 2.14 en violet). Ces cartes assurent également la liaison entre les FEB et la carte de pilotage de la prise de décision et de déclenchement (Trigger Board, TB) de l'électronique (figure 2.14 en turquoise).

2.9 Bruit de fond de l'expérience

La rareté des évènements $\beta\beta0\nu$ recherchés impose des niveaux de bruit de fond extrêmement bas, de l'ordre de quelques évènements pendant tout le temps de prise de données (quelques années) dans la zone en énergie du signal recherché. Ces évènements venant polluer le signal se distinguent par leur origine : interne ou externe aux feuilles sources.

2.9.1 Bruit de fond interne

Le bruit de fond interne prend son origine au niveau des feuilles sources. Il s'agit plus particulièrement des contaminations radioactives en ^{214}Bi (Q_β = 3,27 MeV) et en ^{208}Tl (Q_β = 5,00 MeV), émetteurs $\beta\gamma$ dont les énergies de désintégration sont supérieures au $Q_{\beta\beta}$ =

2,995 MeV du ^{82}Se. La figure 2.16 permet de décrire les différents processus mis en jeu dans l'origine du bruit de fond interne, à savoir :

— une désintégration β^- suivie d'une conversion interne du noyau fils ;

— une désintégration β^- suivie de l'émission d'un photon gamma faisant une diffusion Compton dans la source ;

— une désintégration β^- suivie d'une diffusion Möller dans la feuille source.

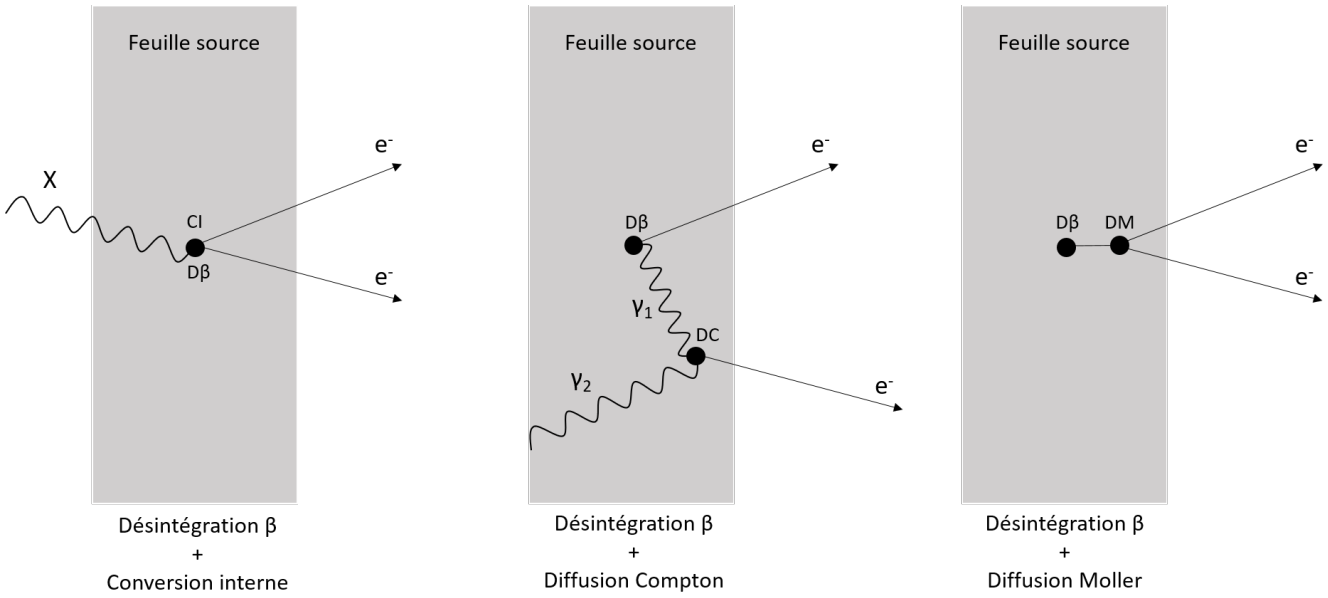


FIGURE 2.16 – Illustration des principaux processus à l'origine du bruit de fond interne.

Les processus décrivant une désintégration bêta suivie d'une conversion interne ou d'une diffusion Möller ne sont pas réductibles autrement qu'en diminuant la quantité de contaminants des sources. Le processus de désintégration bêta suivi d'une diffusion Compton peut être rejeté dans certains cas à partir des vertex d'émission. En effet, si la seconde diffusion a lieu à une distance suffisante de la première, cet écart sur la reconstruction des vertex sera visible grâce au trajectographe et l'évènement sera supprimé.
Ajoutons qu'il existe un ultime bruit de fond irréductible : la double désintégration bêta avec émission de neutrinos. Il est possible de le réduire en sélectionnant un isotope avec une demi-vie $T_{1/2}^{2\nu}$ la plus longue possible ou en améliorant la résolution en énergie du détecteur.

2.9.2 Bruit de fond externe

Le bruit de fond externe prend son origine en dehors des feuilles sources. Il peut s'agir soit du radon qui migre en direction des feuilles sources créant alors un bruit de fond selon les mécanismes décrits précédemment soit des rayonnements gamma d'énergie proche ou supérieure à $Q_{\beta\beta}$ pouvant interagir dans les feuilles sources. Dans ce dernier cas, les photons gamma peuvent créer un signal à deux traces par création de paire, double diffusion Compton ou diffusion Compton suivie d'une diffusion Möller (figure 2.17).

Les sources de tels rayonnements sont les suivantes :

— les contaminations des matériaux composant le détecteur en ^{208}Tl. Le photon gamma de haute énergie ($E_\gamma^{208Tl} = 2{,}6$ MeV) émis à chaque désintégration peut contribuer au bruit de fond à cause de la résolution en énergie. Un autre mécanisme est possible : le photon gamma déclenche un module optique duquel l'électron émis lors de la décroissance

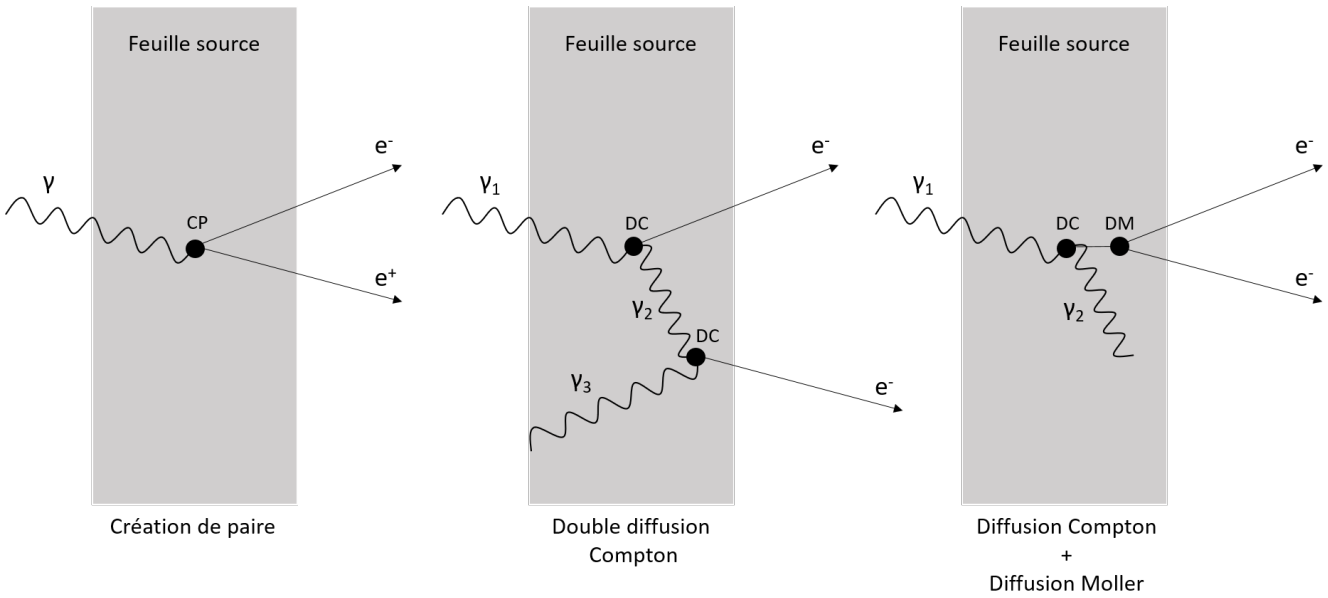


FIGURE 2.17 – Illustration des principaux processus à l'origine du bruit de fond gamma externe.

s'échappe et traverse la chambre à fils (ou est rétrodiffusé sur la source) pour interagir avec un second module. Une mauvaise reconstruction du temps et de la courbure de la trace reconstruite peuvent conduire à confondre cet évènement avec un signal.

— les muons cosmiques de très haute énergie. Pour diminuer le flux de muons consmiques, les expériences recherchant des désintégrations double bêta sont construites dans des laboratoires souterrains, la matière située au-dessus faisant office de blindage naturel. Ainsi, SuperNEMO, et NEMO3 avant lui, ont été installés au Laboratoire Souterrain de Modane (figure 2.18). Ce laboratoire, situé dans le tunnel du Fréjus sous la pointe du Fréjus, est protégé par 1780 m de roche (4800 m équivalent eau). Cette épaisseur de roche permet d'atténuer d'un facteur 2,5 millions le flux de muons cosmiques dans le laboratoire, le réduisant ainsi à 4 muons/m^2/jour. Les muons interagissant dans la roche proche du détecteur peuvent produire des rayons gamma par Bremsstrahlung ou des neutrons par spallation. Ce bruit de fond est négligeable dans SuperNEMO.

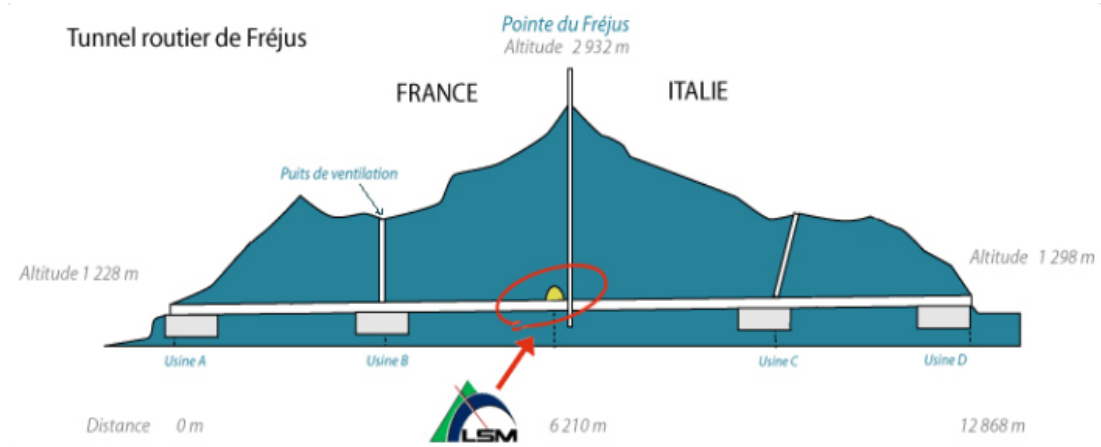


FIGURE 2.18 – Position du Laboratoire Souterrain de Modane dans le tunnel du Fréjus.

— les neutrons. Ils peuvent être produits par l'interaction des muons dans l'environnement proche du détecteur, ou par toute contamination radioactive pouvant décroître par fission

spontanée ou par réaction (α,n). Les neutrons peuvent ensuite être capturés par les parties en fer ou en cuivre du détecteur, conduisant à une désexcitation radiative produisant un ou plusieurs photon(s) gamma de haute énergie (jusqu'à 10 MeV). Le blindage neutron et la sélection de matériaux radiopurs permettent de rendre ce bruit de fond négligeable.

— le fond gamma ambiant du laboratoire lié à la radioactivité naturelle de la roche, aux neutrons et aux muons. Ce bruit de fond est supprimé par la présence du blindage de fer autour du détecteur.

Le démonstrateur est aujourd'hui en cours de mise en route avec la caractérisation du calorimètre (cf. chapitre 4) et du trajectographe. Cette première phase va permettre une prise de données de bruit de fond externe, sans blindages. Très prochainement va débuter l'assemblage de la bobine et de la tente anti-radon pour une deuxième phase de prise de données sans radon. Enfin, les blindages gamma et neutron seront installés pour procéder à la prise de données en configuration finale à partir de la fin de l'année 2021.

Chapitre 3

Développement de corrections optiques pour le calorimètre de SuperNEMO

Sommaire

3.1 Modules optiques **55**
3.1.1 Scintillateur 55
3.1.2 Photomultiplicateur 59
3.2 Outils utilisés pour la modélisation optique **61**
3.2.1 Spectromètre à électrons 61
3.2.2 Simulation optique 63
3.3 Modélisation de la réponse en énergie **69**
3.3.1 Effets géométriques 69
3.3.2 Effet Cerenkov 81
3.3.3 Effet Birks 84
3.3.4 Non-linéarités en charge 92

Le calorimètre de SuperNEMO est composé de 712 modules optiques, compteurs à scintillation, servant à mesurer à la fois l'énergie et le temps de vol des particules. La compréhension du fonctionnement du calorimètre et notamment de sa réponse en énergie est cruciale pour discriminer le signal $\beta\beta0\nu$ recherché où $E_1 + E_2 = Q_{\beta\beta}$ d'un signal $\beta\beta2\nu$ où $E_1 + E_2 \leq Q_{\beta\beta}$.
Ce chapitre, qui s'inscrit dans la continuité des travaux de thèse de Arnaud Huber, détaillera les apports de ce travail de thèse à la modélisation de la réponse en énergie des modules optiques. Il commencera par une présentation détaillée des modules optiques, de la production de lumière dans le scintillateur à sa collection par le photomultiplicateur donnant lieu à un signal électrique mesurable. Les outils, spectromètre à électrons et environnement logiciel GEANT4, servants à la mesure et à la modélisation de la réponse des modules seront ensuite présentés. Suivra enfin une description de tous les phénomènes de non-linéarité de production de la lumière et de non-uniformité de collection des photons pris en compte pour aboutir à une modélisation la plus proche possible de l'énergie réellement mesurée, ainsi que le travail mené pour améliorer la prise en charge de ces corrections par le logiciel de simulation de la collaboration.

3.1 Modules optiques

3.1.1 Scintillateur

Un scintillateur est un matériau qui possède la propriété de convertir l'énergie cinétique d'une particule chargée incidente en photons via l'excitation des atomes ou des molécules le

composant [103]. La découverte de ce phénomène remonte à la fin du XIXème siècle, en 1895, avec la première observation des rayons X par Wilhem C. Roentgen, lui valant le premier prix Nobel de Physique en 1901. Friederich O. Giesel mettra clairement en évidence ce phénomène en 1903 en étudiant la lumière de fluorescence émise par un cristal de sulfure de zinc (ZnS) suivant l'interaction de particules α. En 1910, l'expérience emblématique de Ernest Rutherford prouvant l'existence du noyau atomique s'est vu couronnée de succès avec l'utilisation d'un scintillateur de ZnS placé derrière une feuille d'or pour détecter les particules α l'ayant traversé.

Ces matériaux existent sous toutes les formes : solide (cristaux comme le ZnS - polymères comme les scintillateurs plastiques), liquide (Linear AlkylBenzene, cf chapitre 6.1.2) ou gazeuse (argon). Les scintillateurs doivent satisfaire certaines propriétés pour pouvoir être utilisés dans les expériences :

— ils doivent être transparents à leur propre longueur d'onde d'émission, cette dernière devant aussi être détectable par le photodétecteur ;

— leur rendement lumineux doit être aussi élevé que possible et linéaire en fonction de l'énergie déposée.

Les scintillateurs peuvent se répartir en deux grandes familles : inorganiques et organiques. Ils diffèrent par leur mode de production de la lumière et par leur composition. Seuls les scintillateurs organiques, utilisés dans SuperNEMO (et LiquidO, cf chapitre 6.1.2), seront présentés ici.

Scintillateurs organiques

Le processus de scintillation des scintillateurs organiques est d'origine moléculaire. Au passage d'une particule chargée, les électrons situés sur les orbitales π vont se retrouver dans un état excité par interaction coulombienne. Sur la figure 3.1, les états singulets sont notés S_{ij} (spin = 0) et les indices i, j font référence respectivement à leur état électronique, séparés d'environ 1 eV, et vibrationnel, avec une séparation de l'ordre de 0,1 eV.

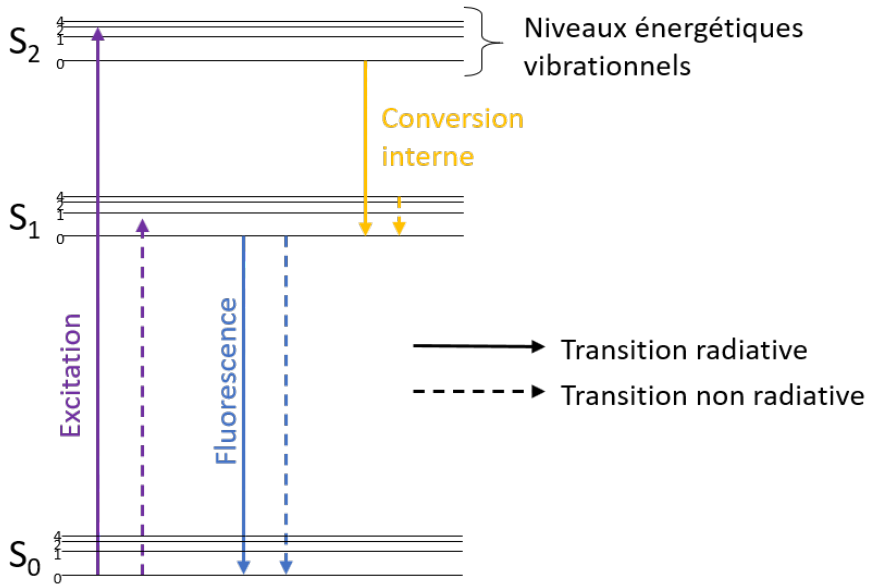


FIGURE 3.1 – Schéma illustrant l'excitation-désexcitation d'une molécule organique conduisant à la scintillation.

L'énergie apportée par le passage d'une particule chargée va exciter (violet) un électron

d'une orbitale π de l'état S_{00} vers un état S_{ij} supérieur (où $i \neq 0$ et $j \neq 0$). Une conversion interne non radiative (jaune) va alors amener l'électron dans un état S_{10}, puis la molécule va se désexciter par fluorescence rapide (quelques ns) en émettant un photon (bleu). La présence de pertes d'énergie non-radiatives joue un rôle important dans le scintillateur puisqu'elles induisent un décalage entre l'énergie d'excitation et de désexcitation de la molécule, appelé décalage de Stokes, rendant le scintillateur transparent à sa propre longueur d'onde.

La longueur d'onde d'émission des scintillateurs organiques est généralement située dans le proche-UV et le rendement lumineux relativement faible. L'ajout de dopants dans le scintillateur, tels que le PPO (2,5-biphenyloxazole) ou le pTP (para-terphenyl) permettent d'améliorer le rendement lumineux. L'ajout de POPOP (1,4-di-(5-phenyl-2-oxazoly)benzène) permet de décaler la longueur d'onde d'émission du scintillateur pour l'adapter à la sensibilité spectrale du photomultiplicateur. Leur réponse temporelle est suffisamment rapide pour autoriser une mesure du temps de vol. De plus, ils sont généralement composés d'atomes avec un faible numéro atomique, les rendant très efficace pour la détection d'électrons (faible taux de rétrodiffusion), mais moins bon pour la détection de photons gamma. Enfin, le mode de production les rend naturellement radiopurs.

Scintillateurs de SuperNEMO

Le choix des scintillateurs de SuperNEMO s'est porté sur des scintillateurs organiques plastiques pour plusieurs raisons :

— ils sont peu chers et peuvent être produits en grande quantité ;

— ils sont facilement usinables, ce qui permet d'adapter leur géométrie aux besoins de l'expérience ;

— ils sont naturellement radiopurs ;

— ils sont particulièrement adaptés à la détection d'électrons (faible Z).

Les 712 modules optiques du calorimètre se déclinent en quatre géométries distinctes présentées figure 3.2 de gauche à droite : les modules huit pouces (MWall 8") et cinq pouces (MWall 5") du calorimètre principal, les modules des murs latéraux (XWall) et les modules du calorimètre gamma (GVeto) (cf chapitre 2.4) [104].

FIGURE 3.2 – Photographie des différentes géométries de modules optiques dans SuperNEMO. De gauche à droite : MWall 8", MWall 5", XWall, GVeto.

Les 520 scintillateurs du mur principal sont des blocs de $256 \times 256 \times 194\,\mathrm{mm}^3$ de polystyrène produits par ENVINET (devenu NUVIA) et spécialement usinés pour accueillir

le photomultiplicateur (440 photomultiplicateurs 8" et 80 photomultiplicateurs 5"). Les scintillateurs de 276 modules sont composés de polystyrène dans lequel est ajouté 0,6 % de pTP et 0,05 % de POPOP. Cette composition initiale a ensuite été ré-optimisée pendant la production pour améliorer le rendement lumineux, avec une composition de 1,5 % de pTP et 0,05 % de POPOP pour 225 modules [105]. Les quelques modules restants proviennent des modules produits lors des phases de R&D avec des compositions différentes et de bonnes performances.
Les 128 scintillateurs des XWall sont des blocs de $208\times200\times150\,\mathrm{mm}^3$ dont la composition est très similaire à celle des premiers scintillateurs du MWall. Pour des raisons de coût d'usinage, ces scintillateurs ne sont pas extrudés au niveau de l'interface avec le photomultiplicateur qui est couplé avec le scintillateur à l'aide d'un guide de lumière de 78 mm de hauteur et 63,5 mm de rayon en PMMA (Poly-méthacrylate de méthyle). Ce guide de lumière, qui provient de l'expérience NEMO3, est creusé pour accueillir l'avant du photomultiplicateur.
Les 64 scintillateurs des GVeto sont des blocs de $308\times310\times150\,\mathrm{mm}^3$ faits du même matériau que les XWall. Eux aussi sont dotés d'un guide de lumière pour coupler le photomultiplicateur au scintillateur.

La géométrie des scintillateurs est adaptée à leur utilisation dans le détecteur : la grande dimension des blocs permet d'améliorer l'efficacité de détection des photons gamma et de réduire le nombre de modules optiques. La marche présente sur la face avant des blocs du mur principal permet d'obtenir une surface de détection du calorimètre de presque 100 % malgré la présence du blindage magnétique entourant les photomultiplicateurs et s'avançant autour des scintillateurs. La figure 3.3, montre un module optique de type MWall 8" éclairé par une lampe UV.

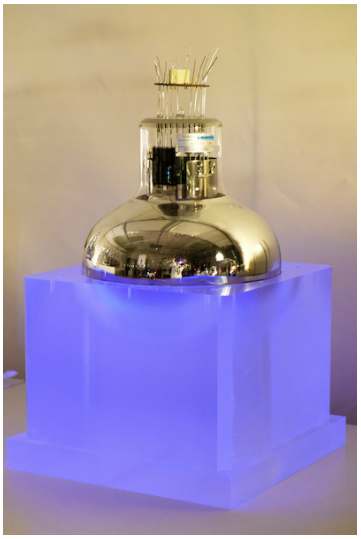


FIGURE 3.3 – Photographie d'un module optique huit pouces non habillé.

Pour limiter au maximum la perte des photons de scintillation et optimiser leur collection par le photomultiplicateur, les scintillateurs sont habillés de matériaux réflecteurs et diffuseurs [7]. Le choix s'est porté sur :

— du Téflon (PTFE, Poly-tétrafluoroéthylène), réflecteur diffus réfléchissant les photons dans une direction aléatoire. Il est présent sous forme de bandes à raison de trois couches de 200 μm chacune entourant les parois latérales du scintillateur.

— du Mylar aluminisé, réflecteur spéculaire réfléchissant les photons avec un angle de diffusion égal à l'angle d'incidence. Deux fines feuilles, chacune de 6 μm et 20 nm

d'aluminium, habillent l'ensemble du scintillateur, faces avant et arrière comprises. Ce matériau peut être utilisé sur la face avant des scintillateurs car il affecte peu le taux de rétrodiffusion des électrons et les pertes d'énergie sont faibles lors de sa traversée.

Les résultats expérimentaux de la phase de R&D validés par des simulations ont montré que le Téflon est plus adapté que le Mylar sur les cotés pour optimiser la collection de lumière par le photomultiplicateur. Cependant, son épaisseur impacte fortement l'énergie des électrons le traversant, le rendant inapte à une utilisation sur la face avant du scintillateur. C'est pour cette raison que seul le Mylar a été préféré pour habiller la face avant des scintillateurs.

3.1.2 Photomultiplicateur

Un photomultiplicateur est un photodétecteur qui, à partir d'un signal lumineux, délivre un signal électrique mesurable proportionnel à la quantité de lumière détectée. Les développements portant sur la photocathode, matériau photosensible du photomultiplicateur [106, 107], et le système d'amplification du signal ont permis la création du premier tube photomultiplicateur en 1935 par Harley Iams avec une unique dynode [108]. Ses travaux ont été poursuivis par Vladimir Zworkyn qui créa un tube contenant plusieurs dynodes [109]. De nos jours, les photomultiplicateurs restent très utilisés en photodétection.

Fonctionnement

Un tube photomultiplicateur, dont un schéma de principe est présenté figure 3.4, est composé :

— d'une fenêtre d'entrée en verre transparent ;

— d'une photocathode, partie photosensible du photomultiplicateur qui offre une certaine probabilité (décrite par l'efficacité quantique) de convertir un photon de scintillation en photoélectron par effet photoélectrique. Il s'agit d'un dépôt mince d'un alliage d'alcalins (Na, K, Rb, et parfois Cs) et de semi-conducteurs (GaAs, Ge, Sb, Te, ...) sur la surface intérieure de la fenêtre d'entrée ;

— d'une optique d'entrée placée sous un vide secondaire (10^{-4} à 10^{-6} mbars) et soumise à un champ électrique généré par une électrode de focalisation vers laquelle les photoélectrons vont se déplacer ;

— d'un multiplicateur d'électrons. L'électrode de focalisation va guider le photoélectron jusqu'à la première dynode du multiplicateur. La succession de dynodes dans le multiplicateur permet d'amplifier le nombre d'électrons par émission secondaire [110] ;

— d'une anode qui collecte l'ensemble des électrons provenant de la dernière dynode et délivre un signal électrique proportionnel au nombre initial de photons ayant interagi dans la photocathode. Le gain d'un photomultiplicateur qui traduit l'amplification du nombre d'électrons de la première dynode jusqu'à l'anode peut s'écrire $G = K(V_{HT})^{N\alpha}$, avec K une constante, V_{HT} la haute-tension appliquée aux dynodes, N le nombre de dynodes et α un coefficient dépendant du photomultiplicateur (matériaux des dynodes, géométrie, ...) ;

— d'une électronique capable de distribuer la haute tension sur les dynodes et de récupérer le signal électrique délivré par l'anode.

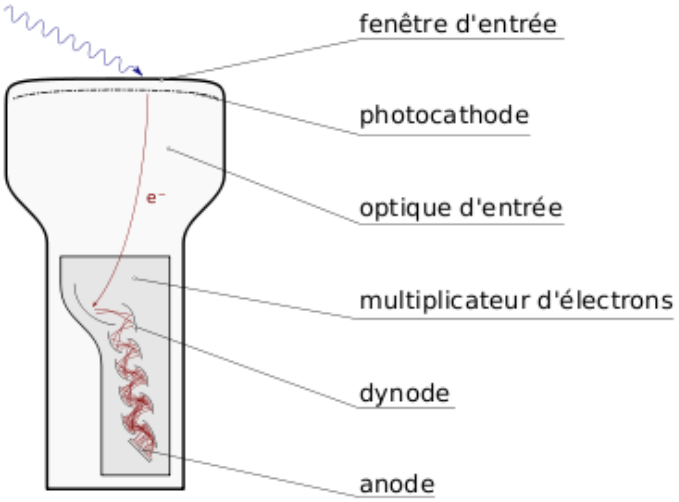


FIGURE 3.4 – Schéma illustrant le fonctionnement d'un tube photomultiplicateur.

Photomultiplicateurs de SuperNEMO

Parmi les 712 modules optiques présents dans SuperNEMO, 440 sont composés d'un photomultiplicateur 8", les autres d'un photomultiplicateur 5".
Les photomultiplicateurs 8" sont issus de la série R5912-03 MOD2 de Hamamatsu, dont le profil est donné figure 3.7-a. Les travaux de R&D [100] menés sur les photomultiplicateurs en collaboration avec les sociétés Photonis et Hamamatsu ont permis d'améliorer leur efficacité de détection en travaillant notamment sur :

— l'efficacité quantique de la photocathode (figure 3.5) ;

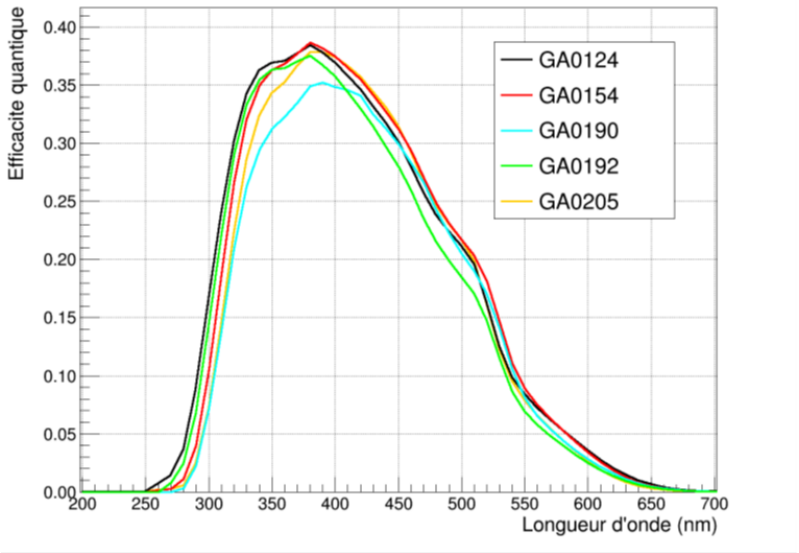
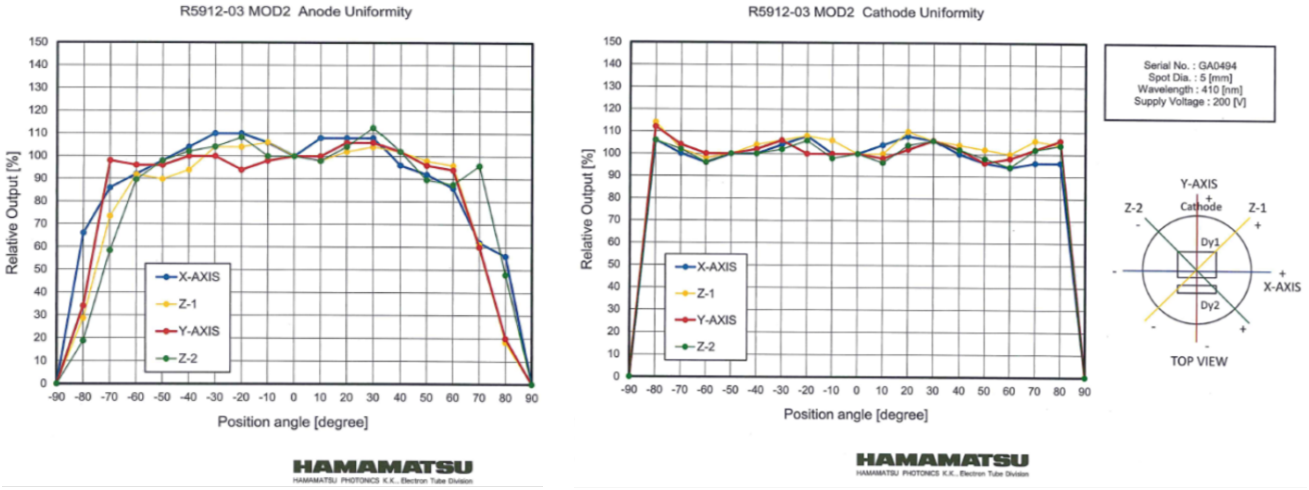


FIGURE 3.5 – Efficacité quantique de cinq photomultiplicateurs 8" de SuperNEMO.

— la concordance entre le spectre d'émission des photons du scintillateur et la sensibilité spectrale de la photocathode ;

— la dynamique d'amplification des photoélectrons en optimisant la répartition des hautes tensions et en diminuant le nombre de dynodes pour obtenir un gain de l'ordre de 10^6 et assurer la linéarité de la réponse du PM éclairé par plusieurs centaines de photons de scintillation ;

— sur l'homogénéité des réponses anodique et cathodique (figures 3.6-a et 3.6-b).



— a — — b —

FIGURE 3.6 – Uniformités de l'anode à gauche et de la cathode à droite en fonction du lieu d'interaction sur la photocathode du PM GA0494, un des 440 PMs 8" (R5912-03 MOD2) utilisés dans SuperNEMO. Les différentes courbes correspondent à des mesures réalisées selon différents axes de symétrie du photomultiplicateur.

Le tableau 3.1 récapitule les principales caractéristiques de ces photomultiplicateurs.

Les photomultiplicateurs 5" sont issus de la série R6594 de Hamamatsu (figure 3.7-b) et ont été récupérés de l'expérience NEMO3 après sélection des plus performants. On les retrouve sur les modules optiques situés sur les côtés du calorimètre (XWall), sur la ligne la plus haute et la ligne la plus basse du calorimètre principal. En effet, ces zones sont moins exposées aux électrons et tolèrent donc des caractéristiques moins performantes que pour le calorimètre principal. C'est également le cas pour les modules du calorimètre gamma qui ne sont pas exposés aux électrons.

Les caractéristiques de ces photomultiplicateurs 5" sont présentées dans le tableau 3.1.

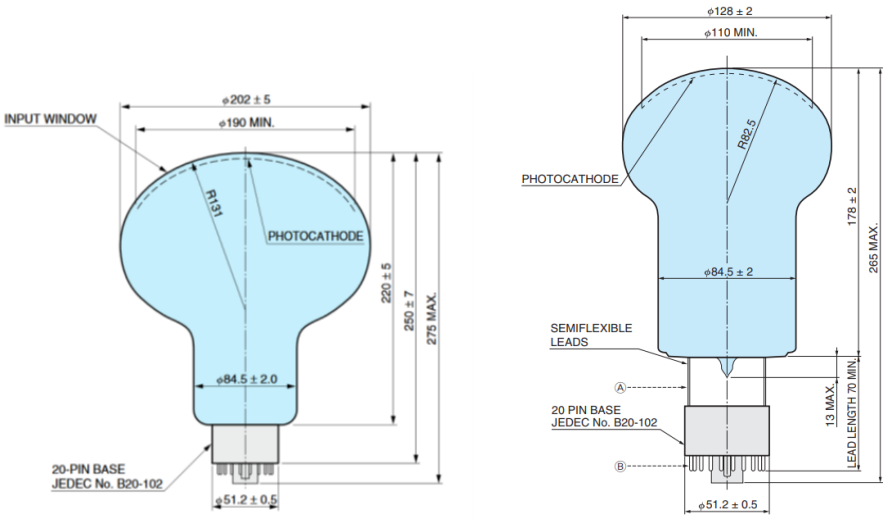
3.2 Outils utilisés pour la modélisation optique

Cette section présente les outils à la fois de mesure et de simulation utilisés pour développer la modélisation de la réponse en énergie des modules optiques. Ces outils seront aussi utilisés pour la R&D LiquidO présentée chapitre 6.2.

3.2.1 Spectromètre à électrons

Présentation du spectromètre

Le spectromètre à électrons est un outil développé par la collaboration NEMO3 puis SuperNEMO afin de caractériser les modules optiques [111]. Cet instrument est mobile et



— a — — b —

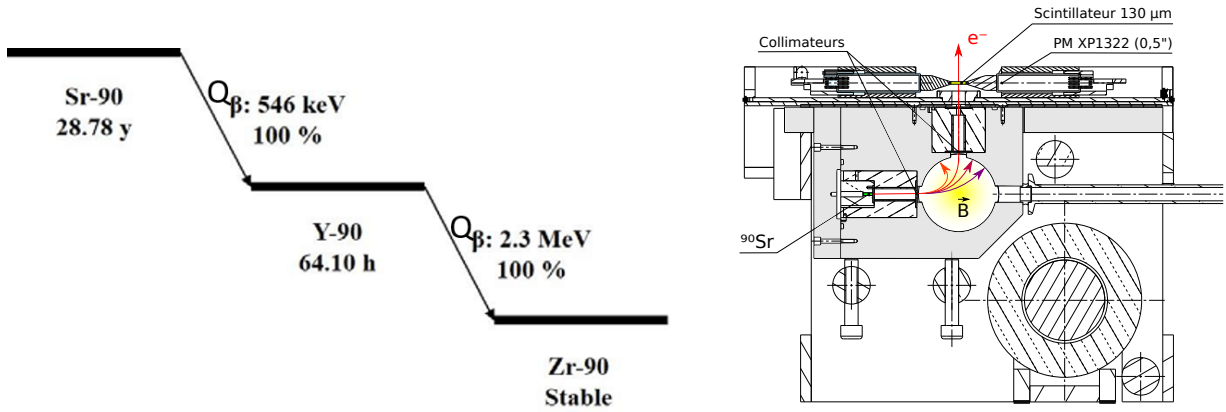
FIGURE 3.7 – Plan des photomultiplicateurs 8" (a) et 5" (b) de SuperNEMO.

Caractéristiques	**Photomultiplicateurs 8"**	**Photomultiplicateurs 5"**
Fenêtre d'entrée		
- Composition	Verre borosilicate	Verre borosilicate
- Indice de réfraction	1,48	1,48
- Épaisseur	2-3 mm	2-3 mm
Photocathode		
- Composition	Alliage bialcalins	Alliage bialcalins
- Gamme spectrale	270-700 nm	300-650 nm
- Efficacité quantique	Maximale = 37 %	Maximale = 25 %
- Uniformité	± 10 %	± 10 %
Multiplicateur		
- Type	Linéaire focalisant	Linéaire focalisant
- Nombre de dynodes	8	10
- Haute tension	Gain = 1x10^6 à 1760 ± 90 V	Gain = 3x10^6 à 1500 V
- Polarisation	Positive	Positive

TABLE 3.1 – Principales caractéristiques des photomultiplicateurs 8" R5912-03 MOD2 et 5" R6594 de HAMAMATSU.

automatisé pour scanner des surfaces allant jusqu'à 60 × 200 cm^2 par pas de 1 mm. Il permet, à partir d'une source émettrice β^- de strontium 90 (^{90}Sr), d'obtenir un faisceau mono-énergétique d'électrons ayant un profil gaussien avec une largeur $\sigma \approx 3$ mm, une résolution en énergie FWHM de 1 % à 1 MeV et un taux de comptage d'environ 30 Hz à 1 MeV. Le ^{90}Sr dont le schéma de désintégration est présenté figure 3.8-a, décroît vers l'yttrium 90 (^{90}Y), lui-même émetteur β^- avec un Q_β de 2,3 MeV. A partir de la distribution continue en énergie des électrons du ^{90}Y, une sélection en énergie s'opère dans le spectromètre grâce à quatre collimateurs et à l'application d'un champ magnétique. La trajectoire des électrons est courbée dans ce champ magnétique par la force de Lorentz $\vec{F_L} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$ (figure 3.8-b).

En faisant varier l'intensité du courant circulant dans la bobine, il est possible de faire varier l'intensité du champ magnétique permettant de choisir la vitesse et donc l'énergie du faisceau. Le spectromètre est équipé d'un dispositif appelé DeltaE qui permet de détecter le passage des électrons, sans trop dégrader leur énergie (quelques keV pour des électrons de 1 MeV), et qui



— a — — b —

FIGURE 3.8 – Schéma de décroissance de la source de ^{90}Sr (a) et schéma mécanique du spectromètre où les flèches rouges indiquent la trajectoire des électrons (b).

peut être utilisé pour le déclenchement de l'acquisition des données. Il s'agit d'un scintillateur très mince de 120 μm couplé à deux photomultiplicateurs 1". Au passage d'un électron dans le scintillateur, la lumière produite est détectée en coïncidence par les deux photomultiplicateurs situés de part et d'autre du scintillateur. L'électronique associée génère alors une porte logique sur laquelle il devient possible de déclencher en coïncidence la mesure avec le détecteur à caractériser. L'enceinte allant de la chambre contenant la source à la fenêtre de sortie (feuille de Mylar aluminisé de 12,5 μm d'épaisseur) située au-dessous du scintillateur est placée sous un vide de 10^{-2} mbar afin d'y minimiser la perte d'énergie des électrons.

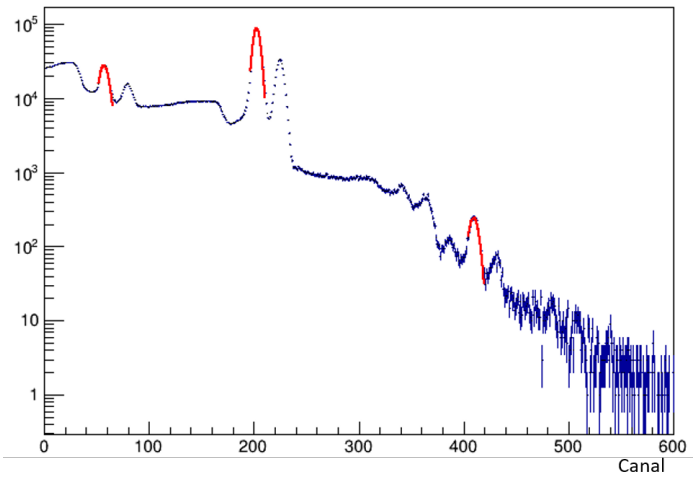
Étalonnage en énergie du spectromètre

L'étalonnage du spectromètre consiste à faire correspondre l'énergie des électrons incidents (E) avec le courant (I) circulant dans la bobine (I = f(E)). Une diode Silicium-Lithium (SiLi) de 5 mm d'épaisseur et de 300 mm^2 de surface active a été utilisée. Elle possède une excellente résolution en énergie ($\sim$ 1 % à 1 MeV) et son épaisseur permet de mesurer l'énergie d'électrons jusqu'à 1,8 MeV.
Dans un premier temps, la diode est étalonnée avec les raies à 482 keV, 976 keV et 1682 keV des électrons de conversion obtenus par la mesure d'un spectre (figure 3.9-a) d'une source de ^{207}Bi placée au plus près de sa face d'entrée pour limiter la perte d'énergie des électrons dans l'air. Cette dernière est ensuite placée au dessus du faisceau d'électrons à une distance de 7 cm de la sortie du spectromètre, distance à laquelle sont placés les détecteurs à caractériser. Une mesure de l'énergie du faisceau est faite pour différentes valeurs de courant circulant dans la bobine. La courbe I = f(E) des points obtenus, présentée figure 3.9-b, est ajustée par un polynôme d'ordre 4 capable de prendre en compte des possibles non-linéarités à basse et haute énergie. L'étalonnage est répété avec le système DeltaE pour tenir compte de la perte d'énergie des électrons dans le scintillateur.

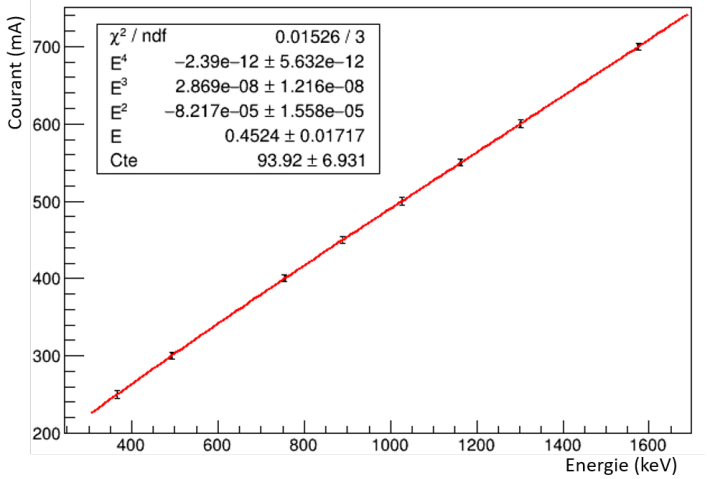
3.2.2 Simulation optique

Logiciel GEANT4

GEANT4 [112], acronyme de GEometry ANd Tracking, est la dernière version en date d'un outil créé à la fin des années 1970 pour simuler la propagation et l'interaction de particules dans la matière. Ce logiciel de simulation (libre d'accès depuis son site internet) est écrit en



— a —



— b —

FIGURE 3.9 – Spectre en énergie d'une source de ^{207}Bi obtenue avec la diode SiLi (a) et courbe d'étalonnage I = f(E) sans DeltaE (b).

C++ et utilise le concept d'objet et de classe pour définir la géométrie et modéliser la physique de l'expérience.
Il s'agit d'un logiciel de simulation de type Monte-Carlo très utilisé dans tous les domaines des sciences nécessitant la modélisation d'interaction particules-matière : en physique bien évidemment mais aussi en médecine et en biologie. Le développement d'une extension spécialisée dans la modélisation de l'interaction particule-ADN (GEANT4-DNA) dans un milieu biologique a même été implémenté [113].

Pour fonctionner, GEANT4 utilise la notion de classes dialoguant entre-elles. Chacune des classes contient un ensemble de méthodes qui lui sont propres et lui permettent de remplir un rôle. La construction d'une simulation avec GEANT4 doit obligatoirement faire appel à certaines classes qui permettent de construire la géométrie ou de modéliser l'interaction particule-matière. À cela s'ajoutent des classes facultatives qui seront utiles pour récupérer l'information de l'interaction à différentes échelles (à chaque interaction ou à la fin de la simulation par exemple).
GEANT4 est communément utilisé pour les simulations dites "électromagnétiques", qui modélisent le parcours et les interactions électromagnétiques des particules. La prise en compte des phénomènes secondaires tels que les processus optiques dans le cas des scintillateurs doit faire appel à une autre classe de GEANT4 appelée G4OpticalPhoton.

G4OpticalPhoton

La classe G4OpticalPhoton est dédiée à la simulation de photons *optiques* se propageant dans un matériau. Cette classe permet de rendre compte de l'ensemble des processus affectant ces photons :

— **production** : scintillation et effet Cerenkov ;

— **propagation** : principe de Fermat ;

— **réflexion et réfraction** : loi de Snell-Descartes ;

— **diffusion** : Rayleigh ;

— **absorption et atténuation** : loi de Beer-Lambert ;

Simulation du scintillateur

Certains scintillateurs (tels que ceux de SuperNEMO) sont dopés avec des solutés permettant d'augmenter le rendement lumineux et de décaler la longueur d'onde d'émission de lumière pour correspondre à la longueur d'onde de détection du photodétecteur. La simulation doit donc être capable de modéliser ce comportement d'émission de la lumière primaire avec absorption puis ré-émission à une autre longueur d'onde, tout en respectant les temps d'émission caractéristiques.
Le logiciel GEANT4 accepte en paramètre d'entrée un tableau de valeur décrivant les spectres d'absorption et d'émission de photons en fonction de la longueur d'onde. La longueur d'onde du photon créé est tirée aléatoirement dans cette distribution. Au cours de sa propagation, le logiciel recalcule régulièrement la probabilité que le photon n'interagisse pas, qu'il soit diffusé ou qu'il soit absorbé, avec ou sans ré-émission. Le tableau 3.2 résume les grandeurs importantes à définir pour modéliser au mieux le scintillateur.

Nom	**Description**
SCINTILLATIONYIELD	Rendement lumineux
SLOWCOMPONENT	Spectre d'émission lente du scintillateur
FASTCOMPONENT	Spectre d'émission rapide du scintillateur
ABSLENGTH	Spectre d'absorption du scintillateur sans ré-émission
WLSABSLENGTH	Spectre d'absorption du scintillateur avec ré-émission
WLSCOMPONENT	Spectre de ré-émission du scintillateur par les solutés
SLOWTIMECONSTANT	Constante de temps de la scintillation lente
FASTTIMECONSTANT	Constante de temps de la scintillation rapide
WLSTIMECONSTANT	Constante de temps de la ré-émission
RINDEX	Indice de réfraction du scintillateur
G4Cerenkov	Classe à utiliser pour activer la production de photons Cerenkov
G4EmSaturation	Classe à utiliser pour activer la saturation de Birks

TABLE 3.2 – Nom des propriétés de GEANT4 caractérisant les processus optiques d'un scintillateur.

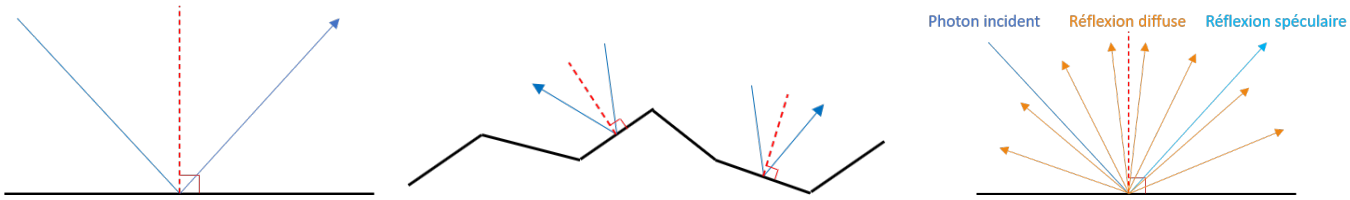
Simulation des interfaces

Les photons générés dans le scintillateur vont ensuite se propager dans le milieu. Au cours de leur propagation, ils peuvent rencontrer des interfaces entre deux milieux qui vont impacter leur propagation, par absorption, réflexion ou réfraction [114]. Ce comportement est lié aux indices optiques des matériaux traversés ou à leur état de surface.
Attribuer un indice optique à chaque matériau est donc indispensable pour modéliser correctement le franchissement d'une interface. Ils permettent notamment de calculer les coefficients de Fresnel donnant les probabilités de réflexion et de réfraction d'un photon en fonction de son angle d'incidence et de sa polarisation. Cela peut naturellement amener à des réflexions totales des photons si la différence d'indices optiques entre les deux matériaux est trop importante (comme c'est le cas entre le scintillateur et l'air).
L'état de surface du matériau à l'interface joue aussi un rôle important dans la propagation du photon. Par défaut, les surfaces dans GEANT4 sont parfaitement planes, ce qui n'est pas représentatif de la réalité. Pour cela, le logiciel propose différents états de surface. Un matériau poli peut être modélisé avec une surface plane, un matériau rugueux sera quant à lui modélisé par des micro-facettes réparties aléatoirement. Les figures 3.10-a et 3.10-b présentent

la trajectoire d'un photon incident sur une surface polie et une surface rugueuse respectivement. La description de l'état de surface comprend aussi la définition du type de réflexion :

— la réflexion spéculaire : l'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence du photon, comme c'est le cas pour le Mylar aluminisé par exemple (figure 3.10-c bleu cyan) ;

— la réflexion diffuse : le photon est réfléchi dans une direction aléatoire et peut même être rétro-diffusé dans le cas par exemple du Téflon (figure 3.10-c jaune).



— a — — b — — c —

FIGURE 3.10 – Schéma de la réflexion d'un photon incident (bleu) sur une surface plane (a) et une surface rugueuse (b). Principe de réflexion spéculaire (bleu cyan) et diffuse (jaune) (c). La normale à la surface est représentée par la ligne pointillée rouge.

Comme pour les processus d'émission et d'absorption présentés dans le paragraphe précédent, la réflexion d'un photon sur une surface dépend de sa longueur d'onde. GEANT4 accepte donc pour chaque matériau un spectre décrivant la probabilité de réflexion en fonction de la longueur d'onde. Le tableau 3.3 résume les méthodes utilisées pour définir la réflectivité d'un matériau.

Nom	**Description**
REFLECTIVITY	Spectre de réflexion de la surface
SPECULARLOBECONSTANT	Réflexion spéculaire sur une surface supposée rugueuse
SPECULARSPIKECONSTANT	Réflexion spéculaire sur une surface supposée plane
DIFFUSELOBECONSTANT	Réflexion diffuse sur la surface
BACKSCATTERCONSTANT	Rétro-diffusion sur la surface
RINDEX	Indice de réfraction de la surface
ABSLENGTH	Spectre d'absorption des photons

TABLE 3.3 – Nom des propriétés de GEANT4 caractérisant les processus optiques d'une interface.

Simulation du photodétecteur

Il est possible d'attribuer une certaine sensibilité de détection des photons au photodétecteur à travers son spectre d'efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde. Il est également possible de prendre en compte l'efficacité de collection du photodétecteur. En effet, les détecteurs ne sont jamais parfaits et ils présentent des inhomogénéités de collection de la lumière à considérer pour une meilleure précision du modèle optique.
Le tableau 3.4 résume les méthodes qui sont utilisés pour décrire le photodétecteur.

Paramètres de la modélisation optique de SuperNEMO

Le développement de la simulation optique dédiée à la modélisation de la réponse des modules optiques de SuperNEMO a fait l'objet de la thèse de Arnaud Huber [7]. Les valeurs des paramètres entrés dans la simulation sont donnés dans le tableau 3.5 pour tous les matériaux

Nom	Description
EFFICIENCY	Spectre d'efficacité quantique du photodétecteur
REFLECTIVITY	Spectre de réflexion du photodétecteur (mis par défaut à 0)
RINDEX	Indice de réfraction de la fenêtre d'entrée

TABLE 3.4 – Nom des propriétés de GEANT4 caractérisant les processus optiques d'un photodétecteur.

formant les modules optiques de SuperNEMO.

Nom	Matériau	Valeur
SCINTILLATIONYIELD	Scintillateur	9200 photons/MeV
SLOWCOMPONENT	Scintillateur	0
FASTCOMPONENT	Scintillateur	[200-430] nm (maximum à 355 nm)
ABSLENGTH	Scintillateur	[270-700] nm (3,6 m à 430 nm)
WLSABSLENGTH	Scintillateur	[200-700] nm (0,45 mm à 355 nm)
WLSCOMPONENT	Scintillateur	[350-700] nm (maximum à 410 nm)
SLOWTIMECONSTANT	Scintillateur	5 ns
FASTTIMECONSTANT	Scintillateur	5 ns
WLSTIMECONSTANT	Scintillateur	1,5 ns
RINDEX	Scintillateur	[200-700] nm (n_{Scint} = 1,61 à 430 nm)
REFLECTIVITY	Interfaces	[200-700] nm (R_M = 92 % et R_T = 93 % à 430 nm)
SPECULARLOBECONSTANT	Interfaces	1 (Mylar) - 0 (Téflon)
SPECULARSPIKECONSTANT	Interfaces	1 (Mylar) - 0 (Téflon)
DIFFUSELOBECONSTANT	Interfaces	0 (Mylar) - 1 (Téflon)
BACKSCATTERCONSTANT	Interfaces	0 (Mylar) - 0 (Téflon)
RINDEX	Interfaces	[200-700] nm (n_{RTV} = 1,41 à 430 nm)
ABSLENGTH	Interfaces	3 m (RTV615)
EFFICIENCY	photomultiplicateur	[270-760] nm (34 % à 430 nm pour la photocathode)
REFLECTIVITY	photomultiplicateur	0 (photocathode)
RINDEX	photomultiplicateur	n_{verre} = 1,48 - $n_{photocathode}$ = 1,49

TABLE 3.5 – Valeurs des propriétés de GEANT4 utilisées pour la modélisation des modules optiques de SuperNEMO.

Scintillateur : la figure 3.11 montre les spectres d'émission des photons de scintillation des scintillateurs de SuperNEMO (ligne bleue) et leur longueur d'atténuation (ligne rouge) en fonction de leur longueur d'onde. On constate que le maximum d'émission des photons se propageant jusqu'au photomultiplicateur (zone bleu cyan) est à 430 nm. L'indice optique du milieu est n_{Scint} = 1,61 à cette longueur d'onde. Le rendement lumineux est de 9200 photons/MeV. Les scintillateurs n'étant pas polis, leur état de surface est défini comme étant rugueux.

Interfaces : les scintillateurs de SuperNEMO sont habillés de bandes de Téflon (réflecteur diffus, facteur de réflexion R_T = 93 % à 430 nm, 3.12-a) et de feuilles de Mylar (réflecteur spéculaire, facteur de réflexion R_M = 92 % à 430 nm) (figure 3.12-b).

Ces réflecteurs ne sont pas collés au scintillateur ; il existe donc une couche d'air (indice optique de 1) entre ces surfaces et le scintillateur qui autorise la réflexion totale des photons

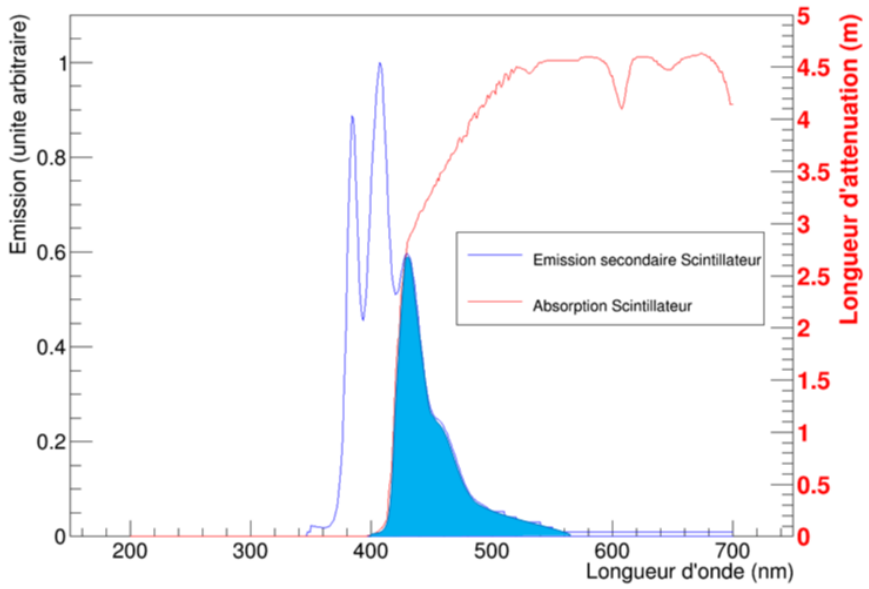
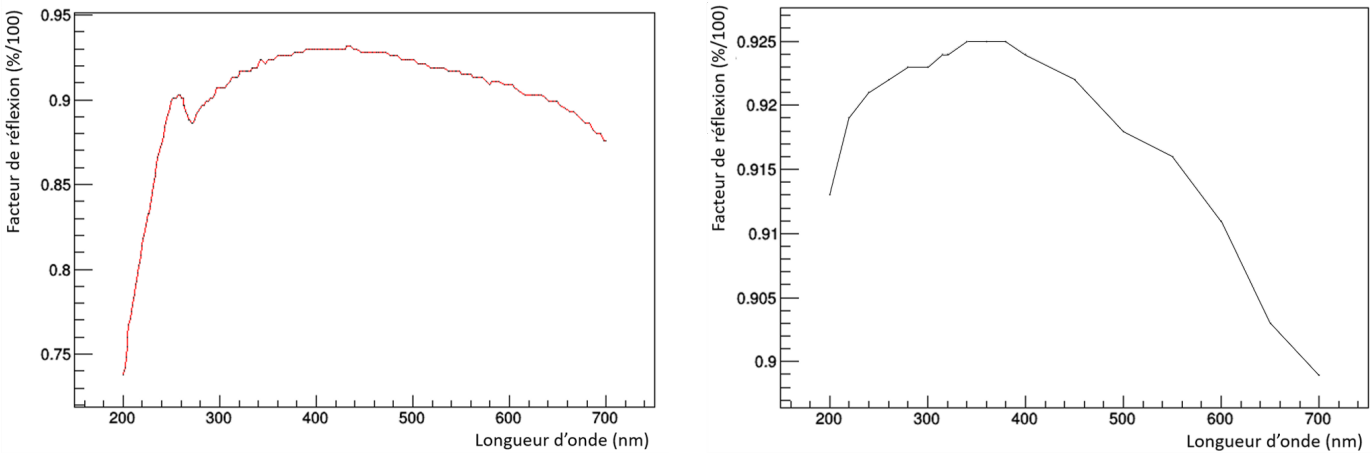


FIGURE 3.11 – Spectre d'émission (ligne bleue) et longueur d'atténuation (ligne rouge) des scintillateurs de SuperNEMO en fonction de la longueur d'onde. La zone en bleu cyan représente le spectre des photons se propageant jusqu'au photomultiplicateur.



— a — — b —

FIGURE 3.12 – Spectres de réflexion du Téflon (a) et du Mylar aluminisé (b) habillant les scintillateurs de SuperNEMO en fonction de la longueur d'onde.

favorisant leur confinement dans le volume de scintillation. Les couches de Teflon et Mylar permettent ensuite de réfléchir les photons ayant franchi la zone d'air. Le photomultiplicateur est collé au scintillateur par une colle optique appelée RTV615 d'indice optique $n_{RTV} = 1{,}41$ à 430 nm. A noter que cet indice n'est pas le plus adapté au couplage scintillateur-verre du photomultiplicateur ($n_{verre} = 1{,}48$), mais aucun matériau satisfaisant ce critère et ceux de radiopureté et de tenue mécanique (pour pouvoir désolidariser le scintillateur et le photomultiplicateur en cas de panne) n'a pu être mis au point pendant la phase de R&D du démonstrateur. L'amélioration de ce couplage est une des pistes d'amélioration de la résolution en énergie pour la suite du projet SuperNEMO [100].

photomultiplicateur : les deux parties du photomultiplicateur modélisées dans la simulation optique sont la fenêtre d'entrée et la photocathode. La fenêtre d'entrée est en

verre transparent d'indice optique $n_{verre} = 1{,}48$ collée au scintillateur par la colle RTV615. La photocathode est modélisée par une surface sensible constituée de vide avec un indice optique $n_{photocathode} = 1{,}49$. Son efficacité quantique est également prise en compte, égale à 34 % à 430 nm (figure 6.29). Le nombre de photoélectrons créés puis collectés par le photomultiplicateur dépend principalement de l'orientation de la première dynode (facteur correctif de 0,7 appliqué). Ces effets sont pris en compte dans la simulation, grâce à une cartographie de l'efficacité de collection en fonction du point d'impact du photon de scintillation sur la photocathode (figure 3.13).

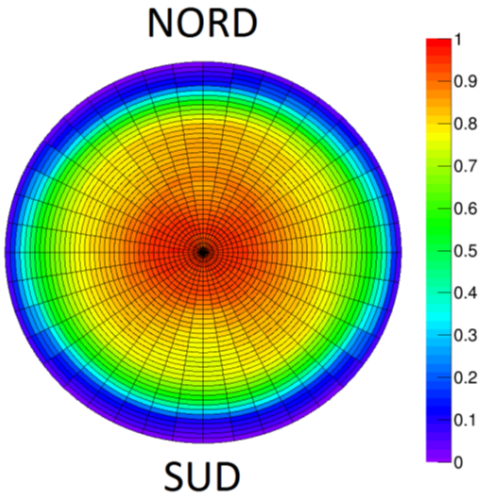


FIGURE 3.13 – Efficacité de collection des photoélectrons en fonction du point d'impact des photons obtenue pour l'ensemble des données fournies par Hamamatsu.

3.3 Modélisation de la réponse en énergie

Une mesure précise de l'énergie des particules est essentielle pour pouvoir différencier un signal $\beta\beta0\nu$ d'un signal $\beta\beta2\nu$. Il est donc impératif de comprendre parfaitement la réponse en énergie des modules optiques formant le calorimètre de SuperNEMO, notamment avec l'amélioration de la résolution en énergie qui permet d'être plus sensible à des phénomènes de non-linéarité dans la production de la lumière (Birks, Cerenkov) et de non-uniformité dans sa collection. Ces sujets font l'objet d'études depuis quelques années dans le groupe du CENBG [3]. Ces différents effets créent une relation non linéaire entre la mesure (énergie visible E_{vis}) et l'énergie réellement déposée E_{dep} par la particule. Cette section a pour but de présenter les différents effets entrant en jeu en mettant l'accent sur les développements réalisés dans le cadre de cette thèse, à savoir le développement de facteurs correctifs géométriques pour chacune des quatre géométries de modules, l'élaboration d'une nouvelle méthode de calcul permettant d'inclure ces corrections au logiciel de simulation officiel de la collaboration (nommé Falaise) et la mesure de l'effet Birks dans les scintillateurs SuperNEMO.

3.3.1 Effets géométriques

Le premier effet à prendre en compte pour reconstruire l'énergie visible (mesurée) à partir de l'énergie déposée par une particule dans les scintillateurs est l'inhomogénéité géométrique de la réponse des modules optiques. Lors d'un dépôt d'énergie, le nombre de photons de scintillation détectés par le photomultiplicateur dépend fortement du lieu d'interaction de la particule. Il s'agit d'inhomogénéités de collection de la lumière liées à la géométrie du scintillateur et à la sensibilité géométrique de la photocathode.

— **Géométrie du scintillateur** : le volume relativement grand (à l'échelle de l'interaction d'un électron ou d'un photon) du scintillateur, associé à la marche située en face avant des scintillateurs MWall, ou au guide de lumière pour les XWall et GVeto, va impacter le nombre de photons de scintillation atteignant le photomultiplicateur. En effet, les photons peuvent par exemple se retrouver piégés dans la marche du scintillateur et finir par être absorbés, diminuant l'énergie mesurée. Un autre cas de figure peut se présenter, lors d'un dépôt d'énergie proche du photomultiplicateur (cas possible pour l'interaction d'un photon gamma) qui peut engendrer un éclairement plus important du photomultiplicateur (et donc une énergie mesurée plus élevée) comparé à celui reçu lors d'une interaction au niveau de la face avant, à dépôts d'énergie identiques.

— **Composition du scintillateur** : au cours de la production du scintillateur, des inhomogénéités peuvent apparaître lors de la phase de polymérisation si des monomères n'ont pas réagi (inhomogénéités locales du rendement lumineux) ou en raison de la présence de poussières pouvant s'introduire dans le milieu (inhomogénéités dues à l'absorption des photons). Des zones de défauts peuvent être identifiées par des étalonnages et prises en compte dans la modélisation de l'énergie.

— **Collection des photons par le photomultiplicateur** : le procédé de dépôt de la photocathode sur la surface interne du verre du photomultiplicateur engendre des inhomogénéités (dues à l'épaisseur de la photocathode) qui vont affecter le nombre de photons convertis en photoélectrons. À cela s'ajoute une dépendance du nombre de ces photoélectrons collectés par la première dynode liée à la forme du photomultiplicateur. En effet, la collection des photoélectrons est détériorée lorsque l'absorption des photons de scintillation se fait loin du centre de la photocathode ou quand ils sont émis dans une zone de champ défavorisée par l'orientation de la première dynode (figure 3.13).

Modélisation des différentes géométries de modules optiques

Afin de tenir compte de tous les effets géométriques précédemment décrits, les différentes géométries des modules optiques de SuperNEMO ont été modélisées. L'objectif est d'établir une cartographie des corrections géométriques à appliquer sur l'énergie qui est déposée en tout point (x,y,z) du scintillateur. Cette correction consiste à comparer le nombre de photons de scintillation créés en (x,y,z) détectés par le photomultiplicateur (noté $N_{ph}(x, y, z)$) à celui obtenu en une position de référence $N_{ph}(0, 0, 0)$ correspondant au centre de la face avant du scintillateur. Cette correction, notée $C_G(x, y, z)$, s'écrit donc :

$$C_G(x, y, z) = \frac{N_{ph}(x, y, z)}{N_{ph}(0, 0, 0)} \tag{3.1}$$

Le calcul des corrections géométriques est réalisé à partir des simulations optiques en considérant un dépôt d'énergie (de 1 MeV) localisé généré. Le facteur de correction est ensuite obtenu selon la formule 3.1 pour chaque $5\times\ 5\times\ 5\,\mathrm{mm}^3$ du scintillateur. La procédure est répétée pour chacune des quatre géométries de modules optiques : MWall 8", MWall 5", XWall et GVeto.

Les figures 3.14 montrent la cartographie de la correction C_G sur une coupe des scintillateurs MWall 8", MWall 5", XWall et GVeto dans le plan YZ et X=0.

Tout d'abord nous pouvons voir qu'il existe une non-uniformité de l'énergie mesurée qui peut atteindre plusieurs dizaines de pourcent suivant le lieu d'interaction de la particule dans le scintillateur. Plusieurs zones sont à distinguer :

— à proximité immédiate de la photocathode ou du guide de lumière : l'énergie visible est beaucoup plus élevée que celle qui serait mesurée pour un dépôt au centre de la face

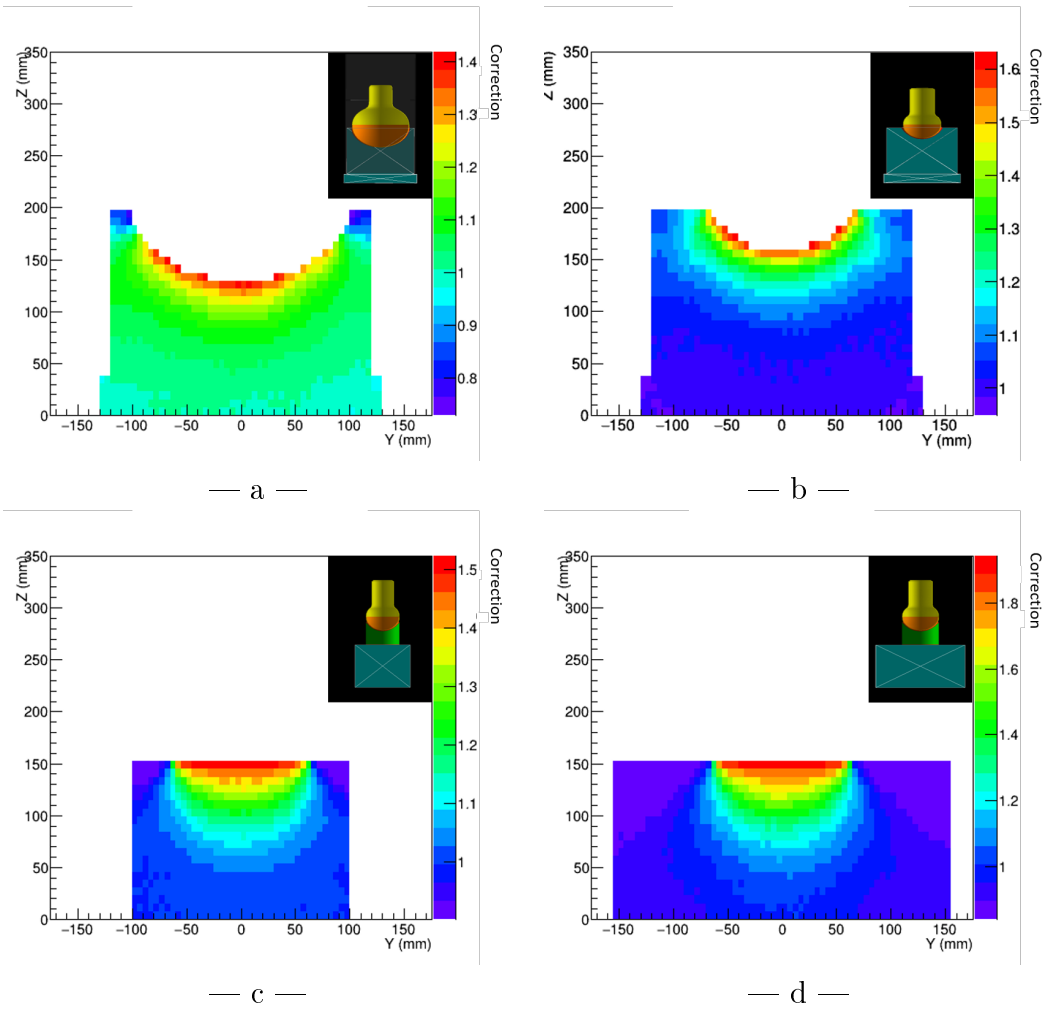


FIGURE 3.14 – Facteurs de corrections géométriques d'une coupe des modules optiques dans le plan YZ selon X=0 de type MWall 8" (a), MWall 5" (b), XWall (c) et GVeto (d).

avant. En effet, dans cette configuration, l'éclairement vers le photomultiplicateur est très intense et la collection de photons se retrouve augmentée.

— au niveau de la face arrière du scintillateur en s'éloignant de la photocathode ou du guide de lumière, la collection des photoélectrons est en revanche défavorisée, ce qui conduit à diminuer l'énergie mesurée par rapport à la référence (0,0,0).

— au niveau du centre du scintillateur, on note une différence de collection des photons créés selon la taille du photomultiplicateur et son couplage ou pas à un guide de lumière. Un photomultiplicateur 8" permet, grâce à sa grande surface photosensible, une meilleure homogénéité dans la collection de la lumière dans le volume. Pour le module 5", les photons créés à distance de la photocathode subiront un plus grand nombre de diffusions sur les surfaces, accentuant la disparité entre la face avant et la zone proche de la photocathode.

— au niveau de la marche des modules du mur principal (MWall), on note aussi des inhomogénéités dans la collection des photons décrites dans le paragraphe suivant.

L'étude des inhomogénéités de collection de lumière pour les dépôts ayant lieu à l'avant des scintillateurs est particulièrement importante puisque c'est essentiellement dans les premiers millimètres que les électrons provenant de désintégrations $\beta\beta$ interagiront. Les figures 3.15 montrent les variations de la correction géométrique dans le plan XY pour les cinq premiers millimètres du scintillateur (Z=[0-5] mm).

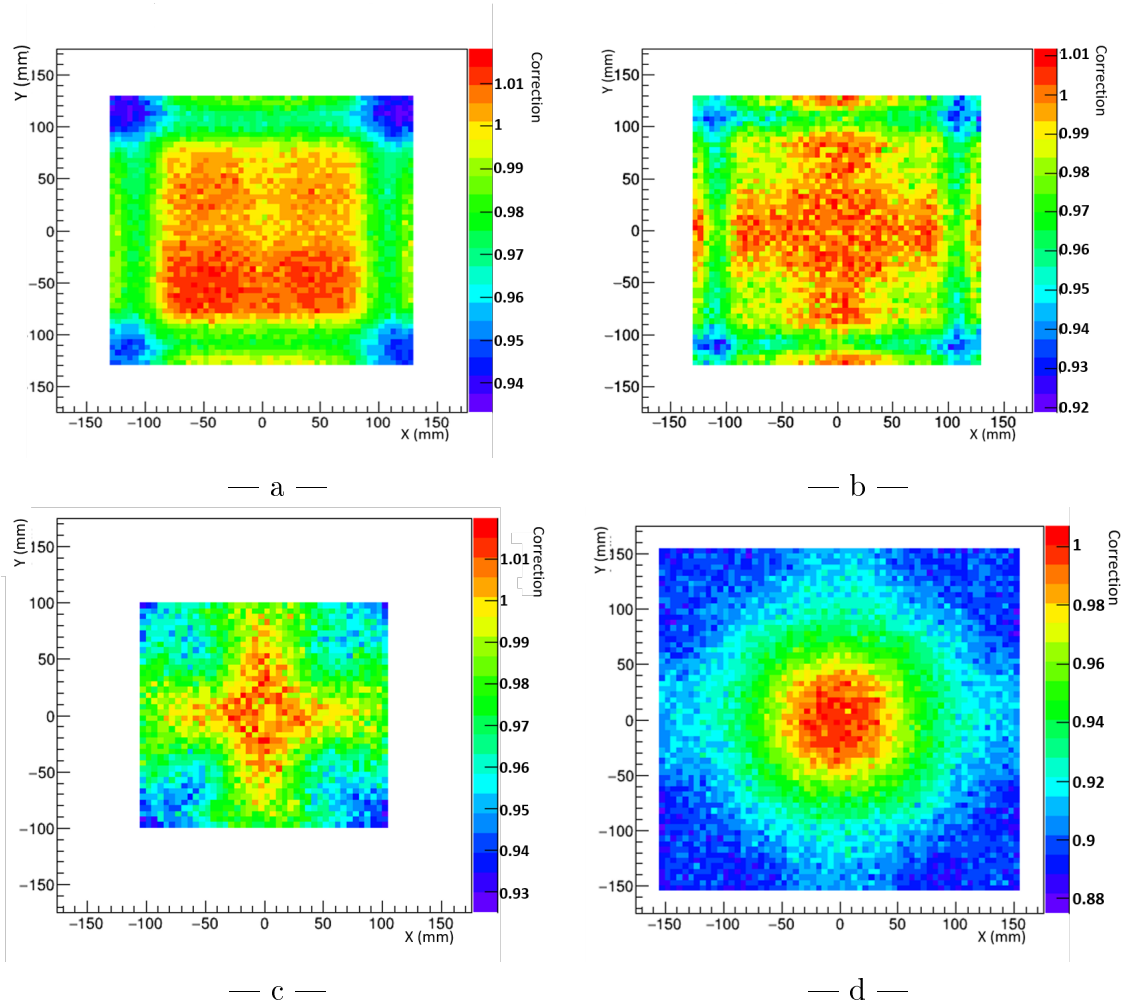


FIGURE 3.15 – Facteurs de corrections géométriques de la face avant des modules optiques de type MWall 8" (a), MWall 5" (b), XWall (c) et GVeto (d). La face avant est la projection dans le plan XY des cinq premiers millimètres du scintillateur (Z=[0-5] mm).

Là encore, le nombre de photons détectés varie jusqu'à une dizaine de pourcents selon la localisation de l'interaction. Une baisse importante de la collection de la lumière est observée pour toutes les géométries de blocs lorsque l'interaction a lieu au niveau des coins, soit à cause d'un piégeage dans la marche (MWall 8" et 5"), soit à cause de la présence du guide optique. L'effet est très visible sur le scintillateur GVeto du fait de sa taille importante par rapport à celle du guide de lumière. Globalement, la lumière est toujours mieux détectée lorsqu'elle est produite face au photodétecteur avec une asymétrie centrale pour les blocs MWall 8" (figure 3.15-a) qui provient de l'inhomogénéité de collection de la photocathode (figure 3.13). Cet effet n'est pas visible pour les scintillateurs associés à des photomultiplicateurs 5" puisque cette propriété n'est pas disponible. Un effet "en croix" apparaît aussi pour les blocs équipés de photomultiplicateurs 5" qui traduit la convolution entre la symétrie cylindrique du guide optique et la base carrée du scintillateur.

Ces corrections géométriques doivent être appliquées dans les simulations de SuperNEMO pour transformer l'énergie déposée par une particule en énergie visible, réellement mesurée. Toutefois, la simulation de l'ensemble des processus optiques ayant lieu au sein des modules est très gourmande en ressources informatiques et en temps. Il n'est donc pas possible d'ajouter cette fonctionnalité au logiciel de simulation officiel de la collaboration (nommé Falaise, présenté chapitre 5). Les corrections sont donc tabulées, sous la forme d'histogrammes tridimensionnels

en fonction du point d'interaction (X,Y,Z), pour être ensuite appliquées dans la simulation Falaise. Cependant, ce format n'est pas le plus adapté car la taille des fichiers dans lesquels sont stockés les histogrammes est supérieure à 200 Mo et l'accès aux informations qu'ils contiennent est également coûteuse en temps.

Modélisation simplifiée des corrections géométriques

Une modélisation simplifiée des corrections géométriques utilisant une simple fonction polynômiale tri-dimensionnelle a été proposée comme alternative aux histogrammes. L'idée est d'ajuster au mieux les données de l'histogramme tri-dimensionnel par un polynôme 3D d'ordre N puis de récupérer ces paramètres qui seront utilisés dans les simulations Falaise. Le calcul de la correction géométrique à appliquer à un dépôt d'énergie à partir d'un polynôme 3D, même avec un ordre élevé, reste bien plus rapide qu'accéder à cette même grandeur dans un histogramme 3D.

La fonction est définie comme :
$Ordre\ \ N = 1 : P_1(X, Y, Z) = aX + bY + cZ + d;$
$Ordre\ \ N = 2 : P_2(X, Y, Z) = eX^2 + fY^2 + gZ^2 + hXY + iXZ + jYZ + P_1(X, Y, Z);$
$Ordre\ \ N = 3 : P_3(X, Y, Z) = kX^3 + lY^3 + mZ^3 + nX^2Y + oX^2Z + pY^2X + qY^2Z + rZ^2X + sZ^2Y + tXYZ + P_2(X, Y, Z);$
...

Pour chaque ordre N, ce polynôme est défini par la somme des termes en $X^N + Y^N + Z^N$ auxquels s'ajoutent des termes croisés (combinaisons de $X^K + Y^L + Z^M$ tels que K+L+M=N) et les termes des ordres inférieurs. A chaque ordre supplémentaire, le nombre de paramètres va augmenter, ainsi que le temps de calcul. En revanche, la précision de l'ajustement doit s'améliorer avec l'augmentation de l'ordre, laissant plus de souplesse à la fonction qui va alors être capable de prendre en compte les variations locales des corrections.
Les figures 3.16 présentent, pour chaque géométrie de module optique, les distributions de tous les résiduels calculés sur le volume de scintillateur :

$$R = \frac{P_N(X, Y, Z) - C_G^{Histo}}{C_G^{Histo}} \tag{3.2}$$

où $P_N(X, Y, Z)$ est la correction géométrique calculée par le polynôme et C_G^{Histo} est celle disponible dans l'histogramme. Sur ces figures, nous voyons comme attendu que les distributions ont une dispersion d'autant plus faible, que l'ordre du polynôme est grand. L'ordre maximum étudié et présenté ici est N=10, ce qui correspond à 287 paramètres libres pour le polynôme. Cette limitation à N=10 a été choisie en regardant l'évolution des valeurs moyennes et des largeurs des distributions présentées figures 3.16 en fonction de l'ordre du polynôme choisi pour l'ajustement. Ces évolutions, données sur les figures 3.17 et 3.18, montrent qu'au-delà de N=6 les valeurs moyennes tendent vers zéro, ce qui signifie que l'écart entre le polynôme et l'histogramme diminue et la largeur (sigma) des distributions diminue. Aucune amélioration significative n'est donc apportée par l'ajustement des histogrammes avec un polynôme d'ordre plus grand que 6 alors que le temps nécessaire pour faire converger l'ajustement est de plus en plus grand.

Les figures 3.19 montrent les mêmes types de distributions des résiduels appliqués cette fois uniquement aux 5 premiers millimètres des faces avants des quatre géométries de modules optiques. On constate que la largeur de ces distributions diminue là aussi lorsque l'ordre N augmente.

Les figures 3.20 présentent le résiduel distribué dans le volume de chaque type de module optique. Si la fonction polynômiale reproduit bien les corrections géométriques dans l'ensemble

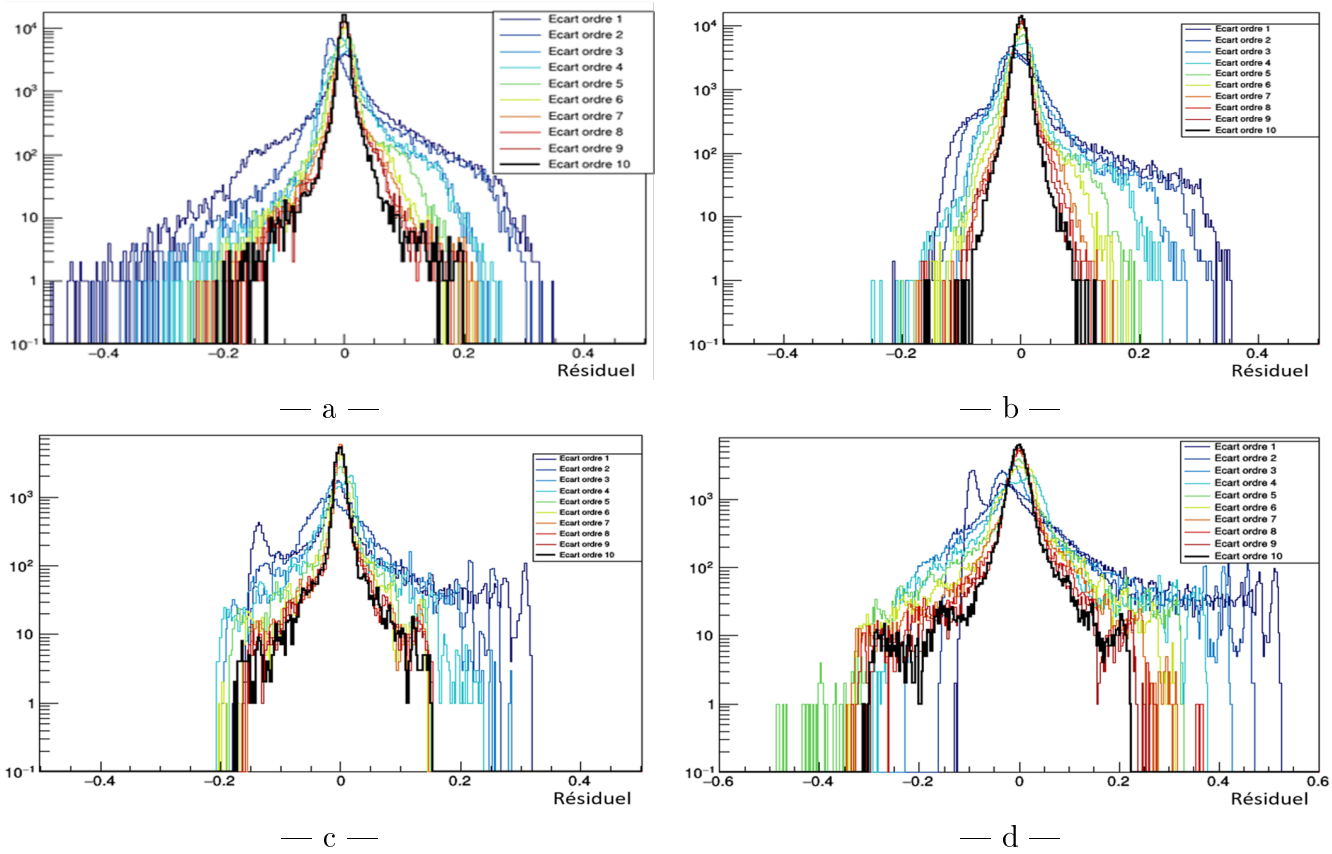


FIGURE 3.16 – Distributions des résiduels calculés selon la formule (3.2) en fonction de l'ordre du polynôme d'ajustement pour tout le volume des modules optiques de type MWall 8" (a), MWall 5" (b), XWall (c) et GVeto (d).

du volume du scintillateur, il existe néanmoins des zones où l'écart avec l'histogramme est plus important. C'est notamment le cas de la zone autour de la photocathode pour les géométries MWall 8" et 5" et la zone proche du guide de lumière pour les géométries XWall et GVeto. Cet effet est causé par les très fortes variations locales de corrections qui existent au niveau de ces zones.

Sur les figures 3.21 qui présentent la distribution du résiduel dans la face avant des différentes géométries, on peut remarquer que, là aussi, l'ajustement se fait correctement, à l'exception des zones où les variations de corrections sont les plus fortes, c'est-à-dire principalement sur les bords des scintillateurs et notamment dans les coins.

La paramétrisation 3D des corrections géométriques proposée ici permet donc la prise en compte de ces corrections dans la simulation générale de SuperNEMO (Falaise). L'écart entre ces corrections paramétrisées et celles tabulées dans les histogrammes tri-dimensionnels reste inférieur à 5 % pour les interactions ayant lieu en face avant des scintillateurs servant à mesurer l'énergie des électrons (MWall et XWall).

Mesure des corrections géométriques dans SuperNEMO

L'atout majeur de SuperNEMO est sa capacité à pouvoir suivre les particules grâce au trajectographe, ce qui permet aussi d'accéder au point d'impact de la particule sur le module optique dans le cas d'un électron. Cette localisation du point d'arrivée des électrons sur le calorimètre devrait permettre une *mesure* des corrections géométriques de la face avant des scintillateurs [115]. Cette mesure pourrait être faite en utilisant les sources d'étalonnage de

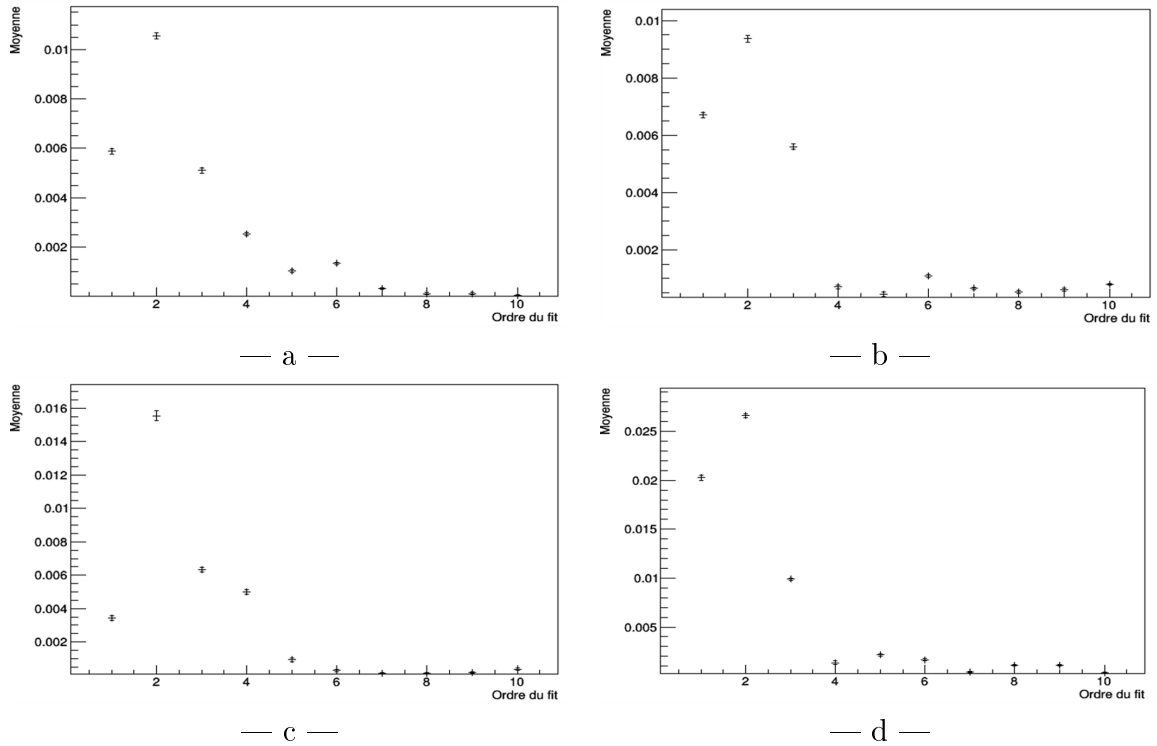


FIGURE 3.17 – Évolution de la valeur moyenne des distributions des résiduels en fonction de l'ordre du polynôme d'ajustement pour tout le volume des modules optiques de type MWall 8" (a), MWall 5" (b), XWall (c) et GVeto (d).

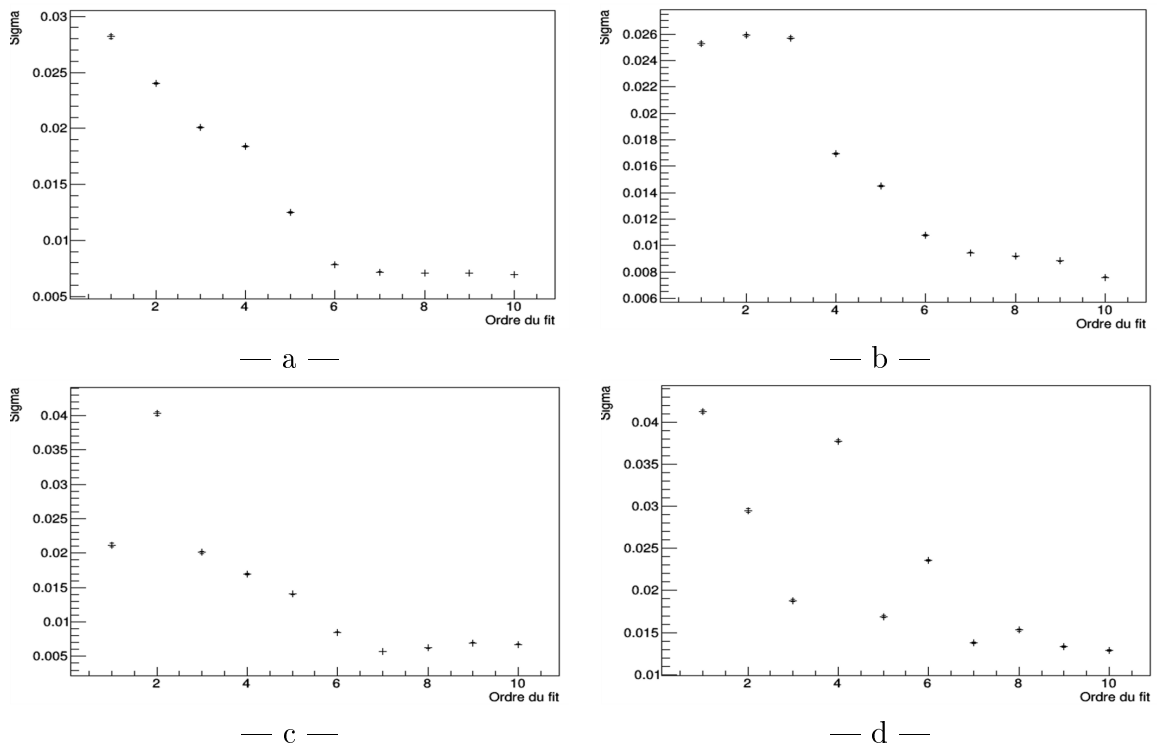


FIGURE 3.18 – Évolution de la largeur des distributions des résiduels en fonction de l'ordre du polynôme d'ajustement pour tout le volume des modules optiques de type MWall 8" (a), MWall 5" (b), XWall (c) et GVeto (d).

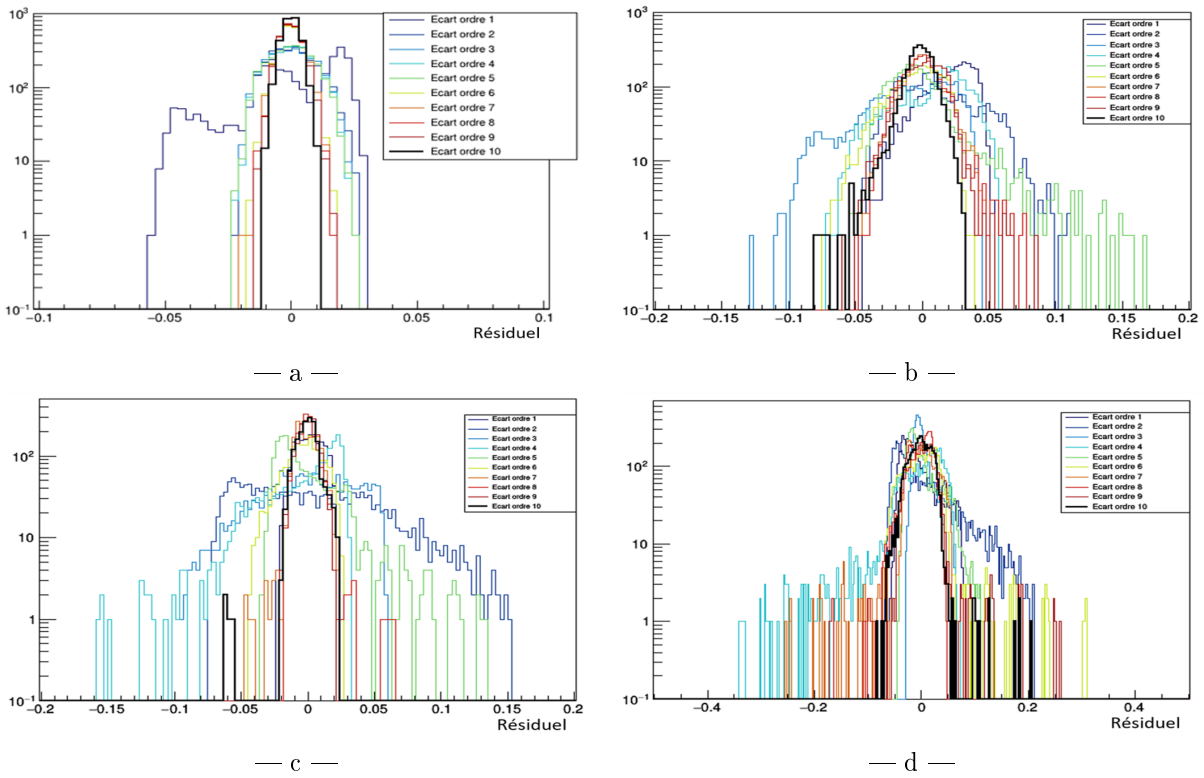


FIGURE 3.19 – Distributions des résiduels en fonction de l'ordre du polynôme d'ajustement pour la face avant des modules optiques de type MWall 8" (a), MWall 5" (b), XWall (c) et GVeto (d).

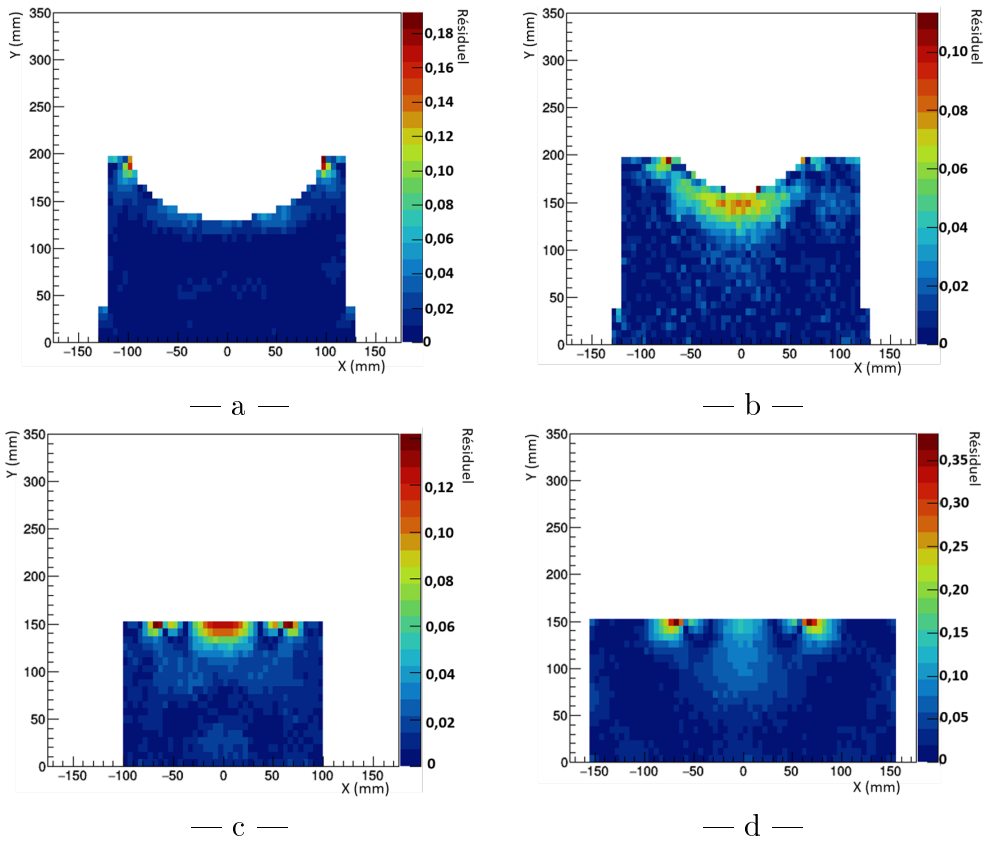


FIGURE 3.20 – Modélisation du résiduel dans le plan YZ (X=0) pour des surfaces de $5 \times 5\,\mathrm{mm}^2$ pour des modules optiques de type MWall 8" (a), MWall 5" (b), XWall (c) et GVeto (d).

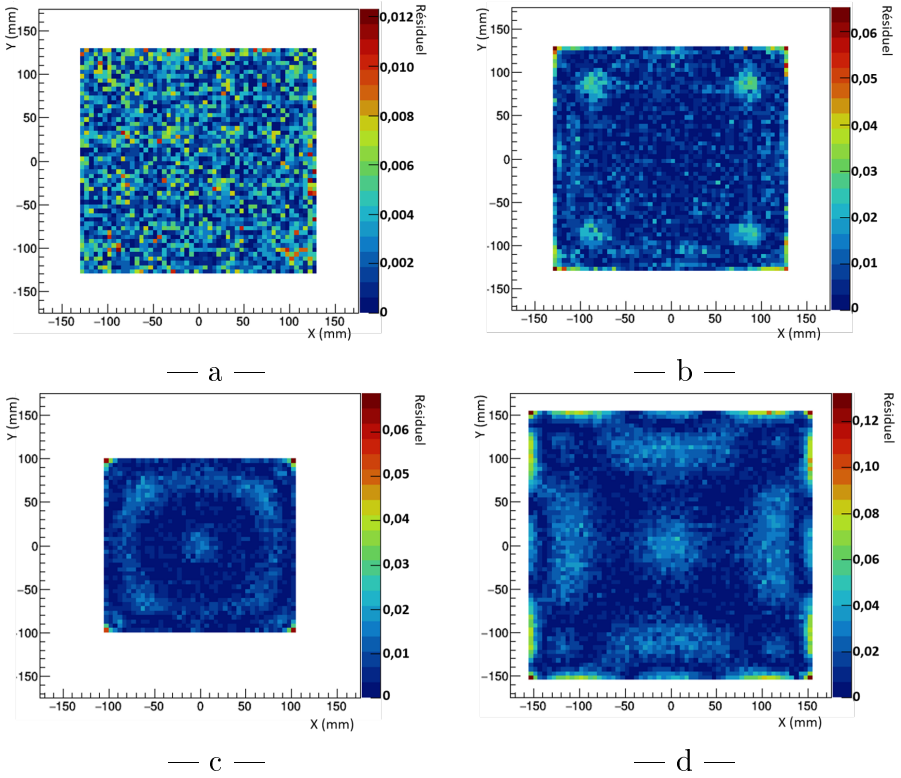


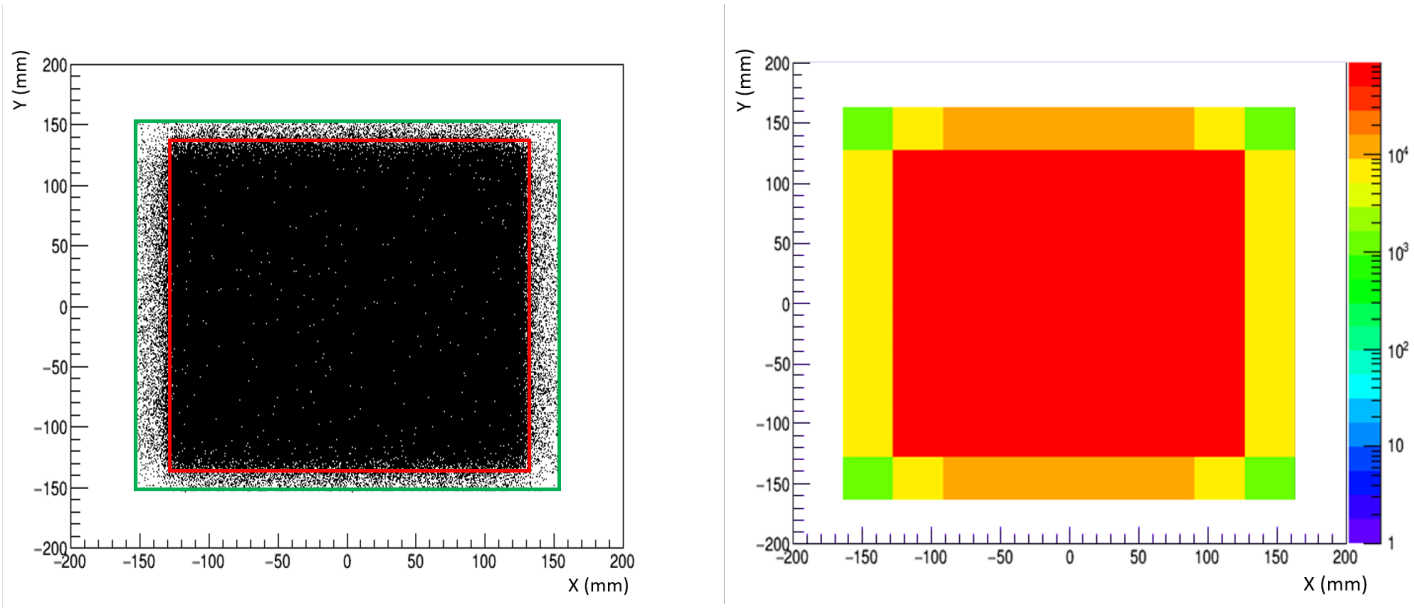
FIGURE 3.21 – Modélisation du résiduel de la face avant des scintillateurs pour des surfaces de 5 × 5 mm^2 pour des modules optiques de type MWall 8" (a), MWall 5" (b), XWall (c) et GVeto (d).

^{207}Bi qui émettent des électrons de conversion monoénergétiques. La difficulté de la méthode vient principalement de la précision sur la reconstruction de la trace. Le lieu d'interaction des électrons en profondeur n'est également pas connu mais cette incertitude sera négligeable compte tenu du faible parcours des électrons dans le scintillateur. Une simulation a donc été réalisée pour définir et valider la méthode.

Les décroissances des sources d'étalonnage de ^{207}Bi ont été simulées à leur position prévue, au centre du détecteur. Cent millions d'évènements de ^{207}Bi (environ 2 heures de prise de données) ont été simulés et seuls les évènements où un électron a interagi dans le calorimètre sont conservés. Nous regardons ensuite les points d'impact des électrons sur la face avant des scintillateurs qui sont obtenus à partir des traces reconstruites par le programme d'analyse de SuperNEMO (en présence d'un champ magnétique uniforme de 25 Gauss vertical). Les distributions de ces points reconstruits sur chaque module optique ont été superposées pour donner la figure 3.22-a.

Nous constatons la présence de deux régions : la région la plus dense (encadrée en rouge) correspond aux dimensions réelles de la face d'entrée des scintillateurs ; la zone périphérique (encadrée en vert), moins dense, est causée par un défaut de reconstruction du point d'impact de l'électron à cause de la résolution spatiale du trajectographe (en d'autres termes, la trace de l'électron semble toucher un scintillateur adjacent à celui effectivement déclenché).

Nous choisissons ensuite une segmentation de la face avant des modules optiques qui permettra de définir une correction géométrique *mesurée* pour chaque zone. La figure 3.22-b montre la même distribution des points d'impact que précédemment mais dans une représentation subdivisée en N × N pixels, avec N = 11. La valeur impaire de N permet d'avoir un pixel central qui servira de référence. De plus, N doit être suffisamment grand pour avoir une cartographie aussi précise que possible tout en conservant une statistique suffisante dans chaque pixel.



— a — — b —

FIGURE 3.22 – Superposition des points d'impact des électrons de ^{207}Bi sur la face avant des scintillateurs obtenus à partir de la trace reconstruite par l'analyse SuperNEMO (a). Encadré en rouge : face avant géométrique ; encadré en vert : élargissement causé par la résolution de reconstruction du trajectographe. Même distribution dans une représentation segmentée en 11×11 pixels (b).

Nous reconstruisons ensuite le spectre en énergie moyen qui sera mesuré (énergie visible) pour les électrons associés à chaque pixel. Pour cela, l'énergie déposée dans la simulation par les électrons est corrigée des facteurs géométriques définis précédemment, qui sont appliqués au point d'interaction (X,Y,Z) de l'électron dans le scintillateur. L'exemple du spectre obtenu pour le pixel central est donné figure 3.23. Sur ce spectre on observe les pics correspondant aux électrons de conversion du ^{207}Bi à 482 keV, 976 keV et, dans une moindre mesure, celui à 1682 keV. Pour cette étude, nous retiendrons uniquement les événements dans le pic à 976 keV. Ce pic est en réalité composé de 3 énergies, 976 keV, 1049 keV et 1061 keV, non résolues à cause de la résolution en énergie des modules optiques de 8 % (FWHM à 1 MeV). Pour obtenir la valeur moyenne la plus précise possible du pic à 976 keV, la portion du spectre correspondante est ajustée par la somme de trois Laungaus (représentées en rouge figure 3.23), convolutions d'une gaussienne (résolution en énergie) et d'une landau (pertes d'énergie dans le trajectographe).

La valeur de la correction qu'il sera possible de mesurer pour chaque pixel est alors donnée par le calcul $\frac{E(x,y)}{E(0,0)}$ où $E(x,y)$ est l'énergie moyenne des électrons (dans le pic à 976 keV) associés au pixel de coordonnées (x,y) et $E(0,0)$ est l'énergie moyenne des électrons dans le pic à 976 keV pour le pixel central. La figure 3.24 donne la cartographie de ces corrections géométriques pour la face avant des modules optiques 8". On remarque trois zones : le centre de la face avant où la correction est très faible, la marche avec des effets plus importants et les coins où l'impact de la géométrie est la plus forte.

La dernière étape consiste à vérifier que cette cartographie qui pourrait être mesurée avec les sources de ^{207}Bi et qui serait affectée de l'incertitude sur le lieu réel d'interaction des électrons (résolution spatiale de la reconstruction des traces et ignorance de l'interaction en Z) est cohérente avec la cartographie des corrections obtenues par la simulation mais à partir

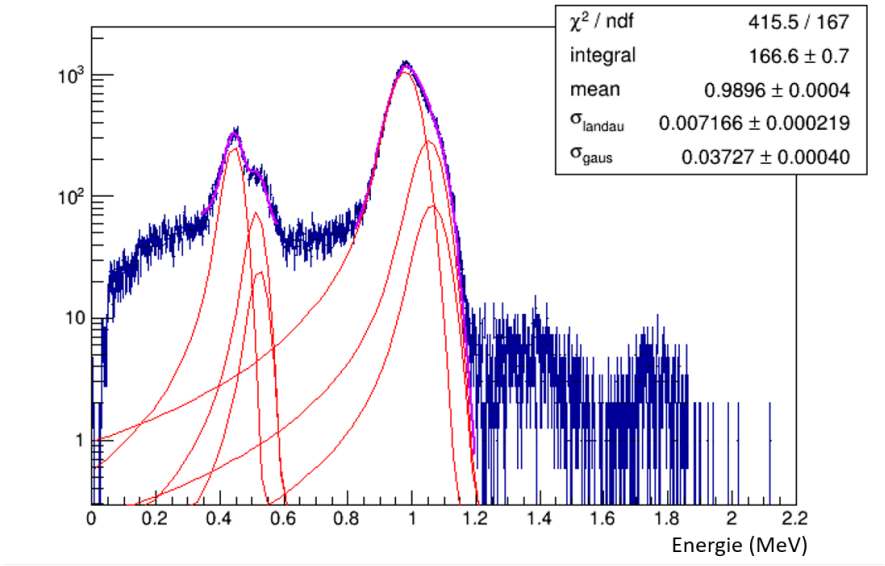


FIGURE 3.23 – Spectre en énergie *visible* (corrigée par les facteurs géométriques) obtenu par simulation pour les électrons du ^{207}Bi dont la position de l'impact sur la face avant des modules optiques 8" est reconstruite au niveau du pixel central (b). En rouge sur ce spectre : contributions individuelles des électrons de conversion ; en violet : ajustement total.

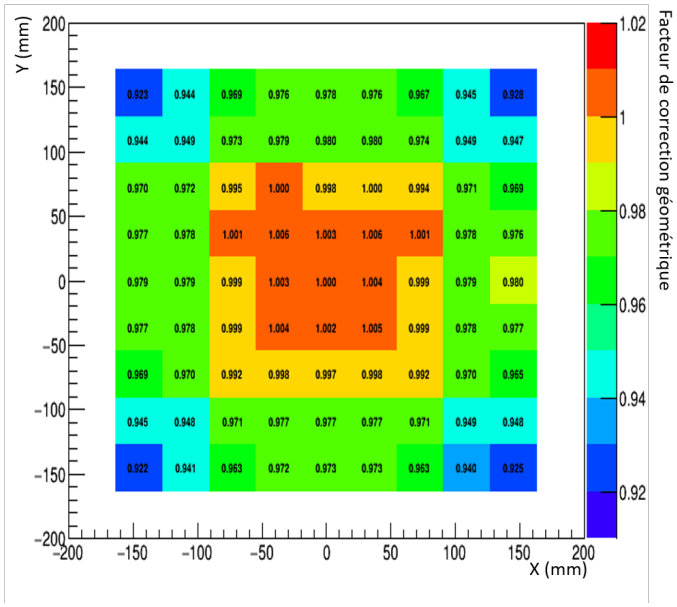


FIGURE 3.24 – Cartographie des corrections géométriques qui pourraient être mesurées avec les sources de ^{207}Bi.

du point d'interaction réel dans le scintillateur. Cette cartographie est obtenue pour chacun des 11×11 pixels avec la formule :

$$C_G^{P(X,Y,Z)} = \int_{X_{min}}^{X_{max}} \int_{Y_{min}}^{Y_{max}} \int_{Z_{min}}^{Z_{max}} \frac{P(X,Y,Z)}{(X_{max}-X_{min})(Y_{max}-Y_{min})(Z_{max}-Z_{min})} dX dY dZ \quad (3.3)$$

Les indices *min* et *max* correspondent aux bornes minimum et maximum du pixel. Ce

calcul permet d'obtenir la carte présentée figure 3.25. Notons que cette cartographie possède une couronne de pixels de moins que celle qui pourrait être obtenue par la mesure (figure 3.24) qui prend en compte l'élargissement induit par la résolution spatiale de la reconstruction des traces.

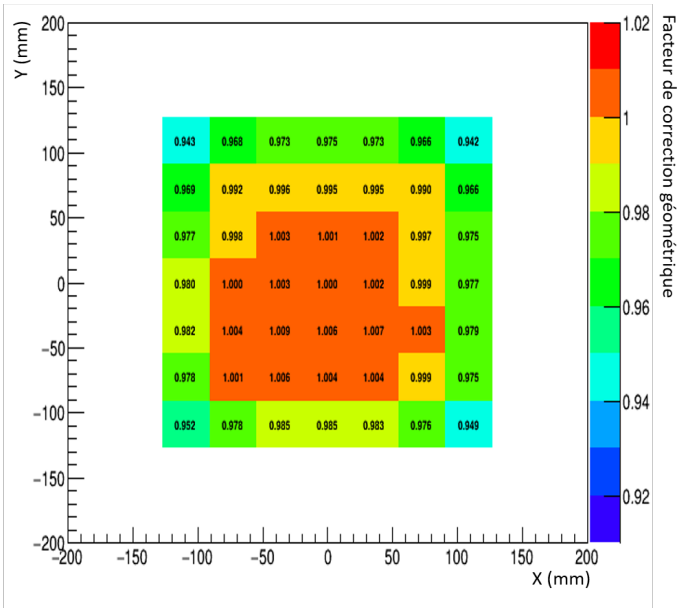


FIGURE 3.25 – Cartographie des corrections géométriques calculées par simulation optique à partir du polynôme 3D (b).

La distribution des résiduels calculés pour chaque pixel est présentée figure 3.26. La valeur moyenne de cette distribution est de $3,8.10^{-4}$ et sa dispersion est de 0,005 %. Cela signifie que nous sommes capables de mesurer à mieux qu'un pourcent de précision les corrections géométriques de la face avant des scintillateurs malgré l'incertitude sur la reconstruction des trajectoires et l'absence d'information sur la profondeur d'interaction.

Nous avons ensuite cherché à évaluer l'impact de l'application de cette correction géométrique *mesurée* sur la résolution en énergie de SuperNEMO. Pour cela, les spectres simulés des électrons du ^{207}Bi en énergie *visible* sont corrigés de la valeur mesurée correspondante au point d'impact de l'électron (cartographie 3.24). Un exemple d'un tel spectre pour un module optique 8" est présenté sur la figure 3.27 avec en bleu le spectre en énergie visible (tel qu'il sera mesuré par l'expérience) et en rouge le spectre après application des corrections géométriques mesurées. La structure de ces spectres est en tout point similaire à celle du spectre 3.23 avec la présence des électrons à 482 keV et 976 keV. Le pic à 1682 keV est peu visible en raison de la faible statistique. Le pic à 976 keV de ces spectres est ajusté par une Langaus dont la valeur du paramètre σ_{Landau} (largeur de la landau) est fixée pour pouvoir observer la variation du paramètre σ_{Gaus} (largeur de la gaussienne) utilisé pour calculer la résolution en énergie. L'ajustement des 2×440 spectres en énergie (bleus et rouges) relatifs aux 440 modules optiques 8" permet de tracer la distribution de l'écart relatif entre la résolution en énergie (FWHM) des spectres bleus et des spectres rouges (figure 3.28). Cette distribution montre une amélioration moyenne de la résolution de 8,7 %.

Cette première partie traitant des corrections géométriques des modules optiques réalisée avec des simulations montre que la technologie SuperNEMO permet de mesurer les corrections géométriques de la face avant des scintillateurs des modules 8" avec une précision meilleure qu'un pourcent. Ces corrections mesurées seront donc appliquées sur les données pour améliorer

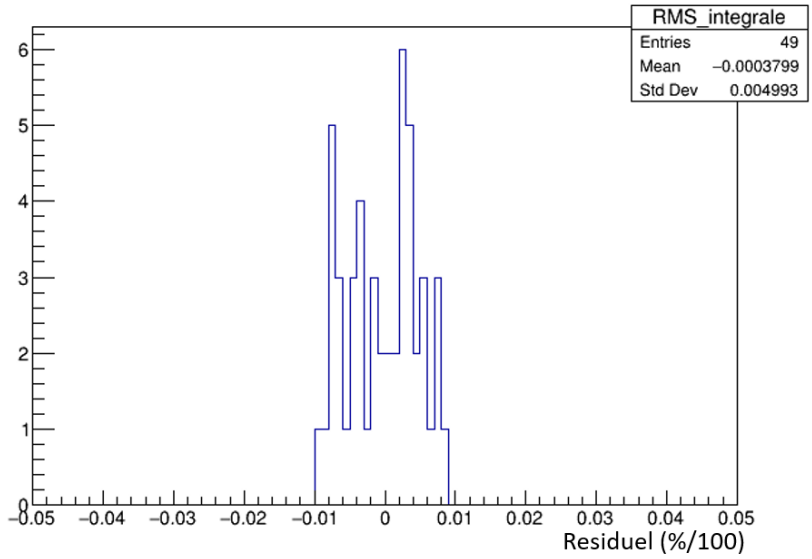


FIGURE 3.26 – Résiduel entre les corrections géométriques mesurées avec une source de ^{207}Bi et celles obtenues par simulation optique à partir du polynôme 3D.

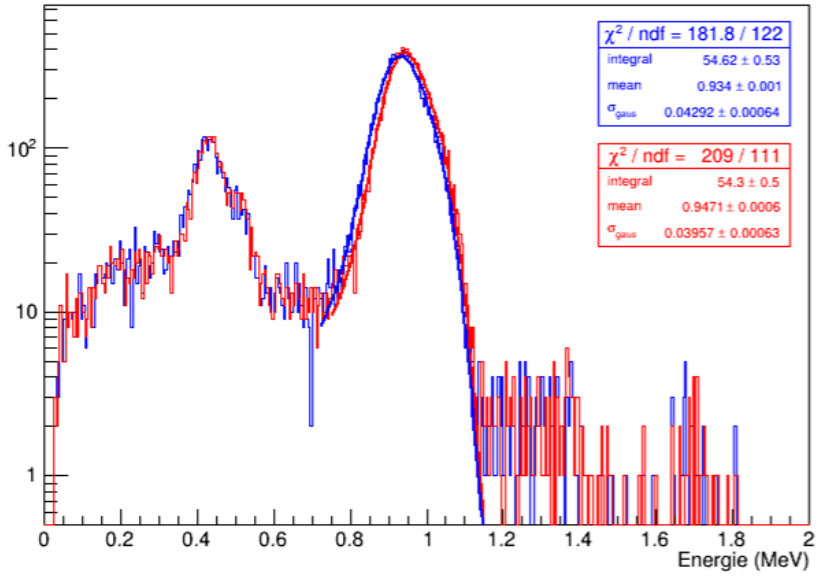


FIGURE 3.27 – Spectre en énergie visible du ^{207}Bi obtenus pour un module 8" par simulation (bleu), et mêmes spectre d'énergie visible mais corrigé par les corrections géométriques indiquées figure 3.24.

la résolution en énergie avec un gain attendu de 8,7 % sur la valeur de la résolution. On pourra également envisager d'utiliser les photons gamma du ^{207}Bi (ou d'autres sources) pour tester et valider la non-uniformité en profondeur même si cela ne sera qu'une mesure effective sur tout le volume du scintillateur et donc pas aussi précise que la mesure sur la face d'entrée où l'on est capable de déterminer la position d'interaction de l'électron pour chaque évènement.

3.3.2 Effet Cerenkov

Le second effet affectant l'énergie déposée est l'effet Cerenkov [116]. Il s'agit d'un effet de non-linéarité dans la production de la lumière lors de l'interaction d'une particule chargée dans le scintillateur.

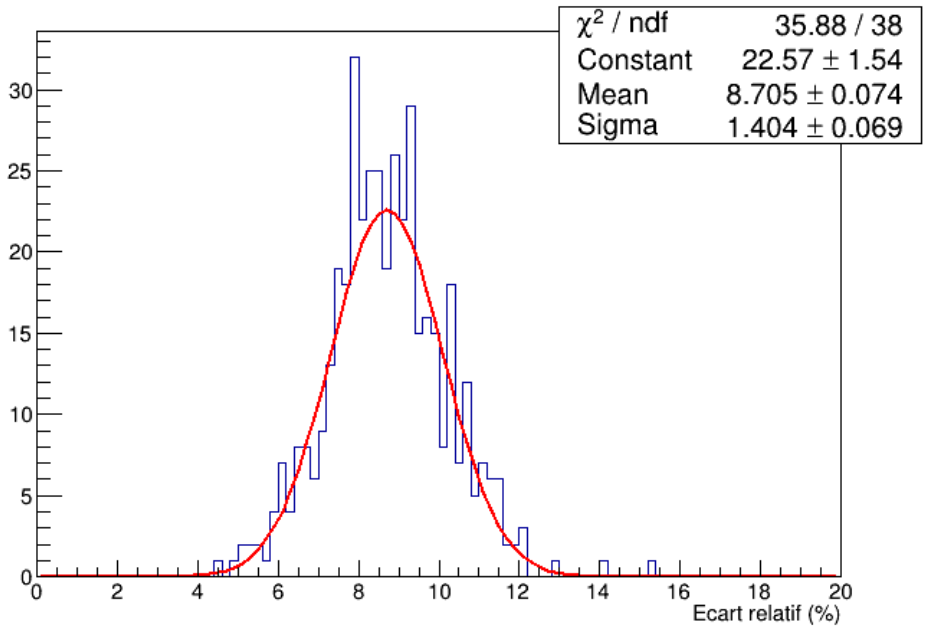


FIGURE 3.28 – Distribution de l'écart relatif des résolutions en énergie (FWHM) des spectres rouge et bleu de la figure 3.27 pour tous les modules optiques 8" de SuperNEMO traduisant l'amélioration de la résolution.

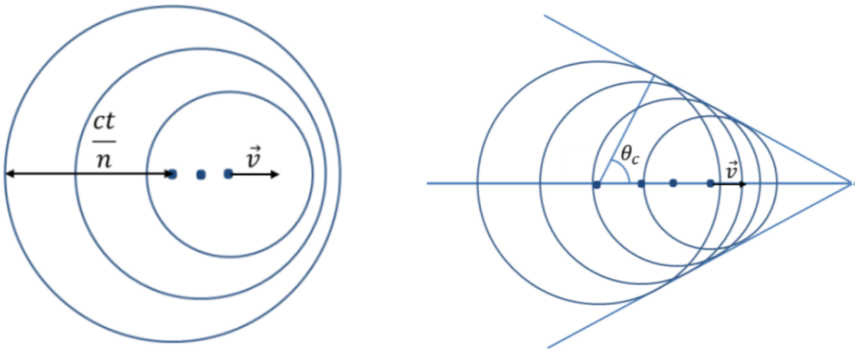
L'effet Cerenkov, initialement découvert en 1910 par Marie Curie qui observe une lueur bleutée dans une solution de radium concentrée [117], a été étudié en détail en 1937 par P.A. Cerenkov puis expliqué par Ilya Frank et Igor Tamm [118] avec des théories dérivées de l'électromagnétisme classique. Cela leur vaudra le prix Nobel de Physique en 1958. De nos jours, ce phénomène émettant une lumière bleutée bien visible dans la piscine des centrales nucléaires dans laquelle est plongé le cœur du réacteur, est utilisé comme signal d'intérêt dans des expériences de physique. Citons à titre d'exemple SuperKamiokande qui se sert de l'émission Cerenkov produite à l'issue de l'interaction de neutrinos dans le volume de détection pour étudier leur propriétés, ou l'expérience CTA (Cerenkov Telescope Array) qui étudiera les rayonnements cosmiques à travers la lumière Cerenkov qu'ils produisent lors de leur interaction dans l'atmosphère.

Le rayonnement Cerenkov est créé lors de l'interaction d'une particule chargée de vitesse v avec les molécules d'un milieu d'indice optique n qui se retrouvent polarisées par le champ électromagnétique de la particule. Elles vont ensuite se dépolariser en émettant des ondes électromagnétiques sphériques se propageant à la vitesse $v_l = \frac{c}{n}$. Se présentent alors deux cas, selon la vitesse v de la particule :

— si $v < v_l$, alors la particule est moins rapide que la lumière dans le milieu considéré et les fronts d'ondes interfèrent de manière destructive, n'aboutissant pas à l'émission de lumière Cerenkov (figure 3.29-a) ;

— si $v \geq v_l$, alors la particule est plus rapide que la lumière dans le milieu considéré et les fronts d'ondes peuvent interférer de façon constructive dans une direction faisant un angle θ_c tel que $cos(\theta_c) = \frac{c}{vn} = \frac{1}{\beta n}$ par rapport à la trajectoire de la particule, aboutissant ainsi à l'émission de lumière Cerenkov avec une densité spectrale suivant une loi en $\frac{1}{\lambda^2}$

(figure 3.29-b).



— a — — b —

FIGURE 3.29 – Fronts d'ondes d'une particule chargée se déplaçant dans un milieu d'indice optique n avec une vitesse $v < \frac{c}{n}$ (a) ou $v \geq \frac{c}{n}$ (b).

Comme l'émission Cerenkov n'est possible que si $v \geq v_l$, ce phénomène possède un seuil en énergie en deçà duquel il n'y a pas de photons créés. Un simple calcul relativiste permet d'obtenir la valeur d'énergie cinétique seuil E_{seuil} pour satisfaire à la relation $v \geq v_l$. L'énergie cinétique E d'une particule est reliée à sa masse et sa vitesse par l'équation :

$$E + m_0c^2 = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{3.4}$$

On a alors :

$$E_{seuil} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} - m_0c^2 \tag{3.5}$$

Pour un électron de masse $m_0c^2 = 511$ keV dans un scintillateur plastique en polystyrène (n = 1,61), on obtient $E_{seuil} = 146$ keV.
Il est également possible de calculer le nombre de photons N_γ de longueur d'onde λ qui sont produits lorsque cet effet apparaît selon la formule :

$$\frac{d^2N_\gamma}{dxd\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2}(1 - \frac{1}{\beta^2n^2}) = 2\pi\alpha z^2\frac{sin^2\theta_c}{\lambda^2} \tag{3.6}$$

où $\frac{d^2N_\gamma}{dxd\lambda}$ correspond au nombre de photons émis par intervalle de longueur d'onde $d\lambda$ et par unité de longueur dx parcourue par la particule chargée, $\alpha = \frac{1}{137}$ est la constante de structure fine et z est la charge de la particule incidente.
Le nombre de photons émis peut donc s'exprimer, après intégration de cette formule sur un intervalle de longueur d'onde $[\lambda_{min}, \lambda_{max}]$, par [119] :

$$N_\gamma = 2\pi\alpha x z^2 sin^2\theta_c(\frac{1}{\lambda_{min}} - \frac{1}{\lambda_{max}}) \tag{3.7}$$

Pour des électrons de 1 MeV se propageant dans un scintillateur de SuperNEMO, la distance moyenne parcourue est $x = 2,6$ mm avant que leur énergie ne devienne inférieure à E_{seuil}. Cela correspond à 217 photons émis dans une gamme de longueur d'onde [200,700] nm.

La modélisation de l'effet Cerenkov dans la simulation optique de SuperNEMO et le développement du facteur de correction associé ont fait l'objet d'études décrites dans le manuscrit de thèse de Arnaud Huber [7]. La figure 3.30 présente ce facteur de correction Cerenkov (normalisé à 1 MeV) en fonction de l'énergie de la particule incidente. Il s'agit d'une correction de quelques pourcents qui accentue la non-linéarité de la réponse en énergie des modules optiques principalement à haute énergie quand le nombre de photons Cerenkov augmente. Au final, cette correction dépendante de l'énergie de la particule incidente a été paramétrée pour pouvoir être prise en compte dans la simulation de SuperNEMO.

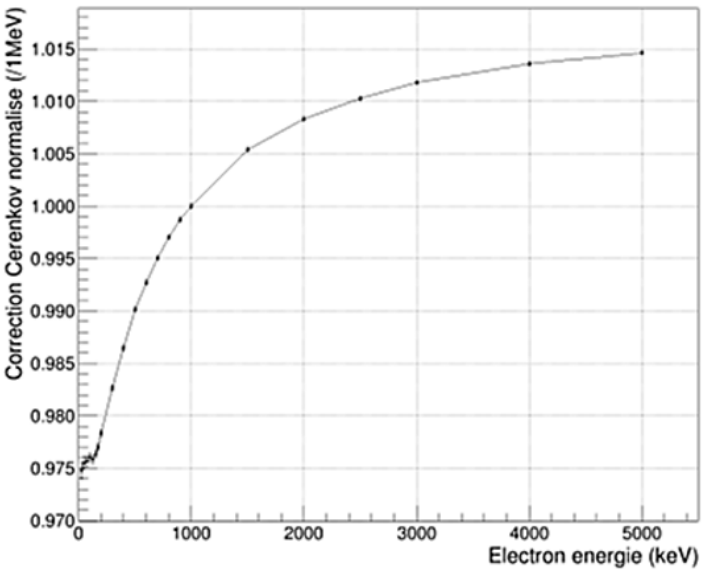


FIGURE 3.30 – Facteur de correction Cerenkov normalisé à 1 MeV en fonction de l'énergie de la particule incidente [7]

3.3.3 Effet Birks

Le troisième effet affectant la mesure d'un dépôt d'énergie dans le calorimètre SuperNEMO est lié à la *saturation de Birks*, ou *quenching* [120]. Il s'agit également d'un effet de non-linéarité dans la production de la lumière de scintillation au moment de l'interaction d'une particule dans le scintillateur.

Principe de l'effet Birks

L'effet Birks consiste en la saturation de la scintillation lors de l'interaction d'une particule chargée. Tant que le pouvoir d'arrêt dE/dx de cette particule se propageant dans le scintillateur

est faible, le nombre de photons de scintillation dN produits par unité de longueur dx reste proportionnel à l'énergie déposée E selon :

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N}{E}\frac{dE}{dx} \tag{3.8}$$

En revanche, dès que le pouvoir d'arrêt de la particule devient grand, l'ensemble des molécules du scintillateur à proximité de l'interaction sont excitées. Son énergie n'est alors plus dissipée via un processus radiatif, mais sous forme de chaleur (phonons). Malgré la saturation de la scintillation, la particule continue de perdre de l'énergie dans le scintillateur, engendrant ainsi une production de lumière (Light Yield, LY) non linéaire avec l'énergie déposée. Ce phénomène à été étudié par J.B. Birks en 1964 qu'il formalisa de manière empirique par la formule suivante :

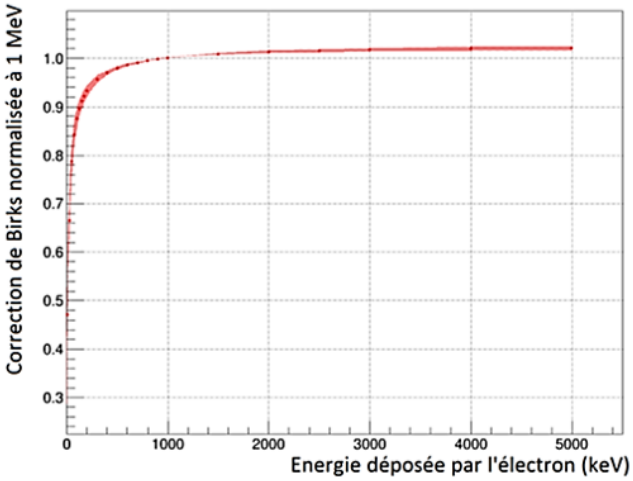
$$LY(\mathbf{E}_0) = S\int_0^{\mathbf{E}_0} \frac{1}{1+\mathbf{k}_B\frac{dE}{dx}}\, dE \tag{3.9}$$

où E_0 est l'énergie déposée de la particule, S un facteur de normalisation et k_B le coefficient de Birks qui caractérise cet effet Birks pour un matériau donné. La section suivante présentera les mesure expérimentales réalisées pour mesurer cette valeur pour les scintillateurs de SuperNEMO et NEMO3.

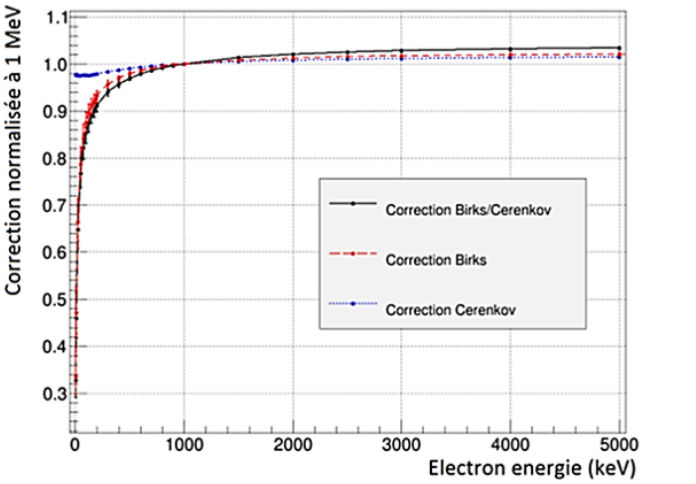
La figure 3.31-a présente l'évolution de la correction Birks (normalisée à 1 MeV) en fonction de l'énergie de la particule incidente déterminée par Arnaud Huber [7]. Si cet effet n'est pas très important à haute énergie, il devient très fort à basse énergie ($\approx$ 10 % à 200 keV) là où les pertes en énergie dE/dx sont plus grandes. Les non-linéarités sur l'énergie visible induites par l'effet Birks sont donc prépondérantes pour des dépôts d'énergie faibles, comme c'est le cas notamment pour les photons gamma qui déposent leur énergie via de multiples interactions Compton de basse énergie. A énergie déposée égale, on s'attend donc à voir l'énergie visible (mesurée) des photons gamma plus impactée par cet effet que celle des électrons.
Les corrections Cerenkov (figure 3.30) et Birks (figure 3.31-a) ont été combinées pour aboutir à une correction totale Birks-Cerenkov (figure 3.31-b noir). On peut clairement voir que la correction totale de Birks-Cerenkov est dominée par la correction de Birks aux basses énergies tandis que pour les hautes énergies, les influences des corrections Cerenkov et Birks sont similaires.

Mesure de la constante de Birks pour les scintillateurs de SuperNEMO

Pour mesurer l'effet Birks dans un scintillateur, il faudrait idéalement une source d'électrons monoénergétiques, d'énergie ajustable entre quelques dizaines de keV et plusieurs MeV, ce qui est difficile à obtenir. A la place, on exploite les interactions Compton de rayonnements gamma dans le scintillateur qui vont créer des électrons mono-énergétiques. Le principe de l'expérience est représentée figure 3.32.
Elle repose sur l'utilisation d'une source gamma, un scintillateur à caractériser et un détecteur germanium. La source émet des photons gamma d'énergie initiale $E_{gamma}^{initiale}$ qui interagissent par diffusion Compton dans le scintillateur puis qui sont détectés par le détecteur germanium à une énergie $E_{gamma}^{germanium}$. Cette mesure permet de remonter à l'énergie qui a été déposée par les électrons Compton dans le scintillateur : $E_{electron}^{déposéeScint} = E_{gamma}^{initiale}$ - $E_{gamma}^{Germanium}$. L'énergie déposée



— a —



— b —

FIGURE 3.31 – Facteur de correction Birks (a) et évolution des corrections de Birks, Cerenkov et Birks-Cerenkov (b) normalisé à 1 MeV en fonction de l'énergie de la particule incidente.

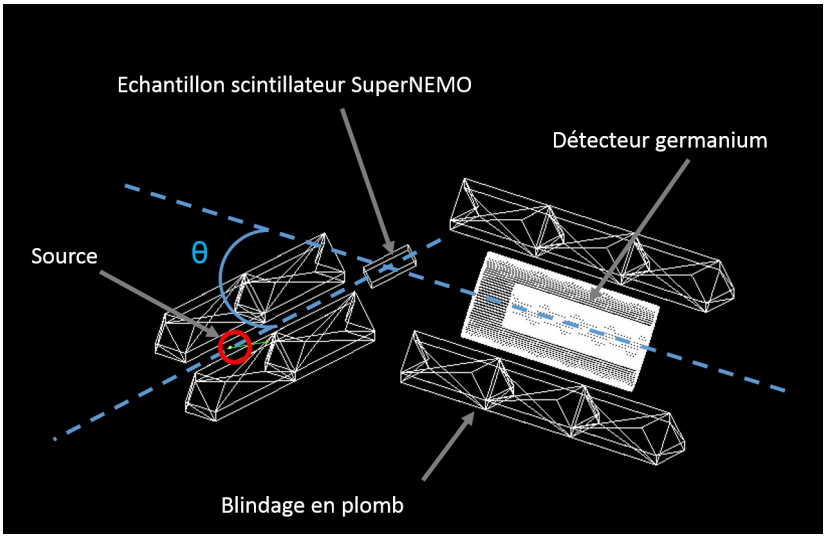


FIGURE 3.32 – Schéma de l'expérience de mesure de la constante de Birks des scintillateurs SuperNEMO.

par les électrons $E_{electron}^{déposée}$ peut ensuite être comparée à l'énergie mesurée (visible) $E_{electron}^{visible}$ des électrons à l'aide d'un photomultiplicateur couplé au scintillateur. La différence entre $E_{electron}^{déposée}$ et $E_{electron}^{visible}$ traduit l'effet de la saturation de Birks dans le scintillateur. Lors d'une diffusion Compton, l'énergie déposée par un photon gamma est directement reliée à son angle de diffusion θ par la formule :

$$E_{\gamma}^{'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + (1 - cos\theta)\frac{E_{\gamma}}{m_e c^2}} \tag{3.10}$$

où $E_{\gamma}^{'}$ est l'énergie du photon diffusé et E_{γ} est l'énergie du photon incident. Nous exploiterons cette propriété dans l'expérience en faisant varier l'angle entre la source, le scintillateur et le détecteur Germanium pour balayer une gamme d'énergie des électrons Compton comprise entre quelques dizaines et centaines de keV.

Le choix de la source utilisée pour l'expérience s'est porté parmi celles disponibles au

laboratoire, d'activité assez élevée et émettant un unique photon gamma ou plusieurs photons dont les énergies sont très éloignées les unes des autres pour éviter des recouvrements lors de la mesure des dépôts d'énergie par effet d'empilement. Deux sources ont pu satisfaire ces critères : une source de césium 137 (^{137}Cs), émettrice d'un unique photon gamma de 661,7 keV, et une source de sodium 22 (^{22}Na), source $\gamma\beta^+$ qui émet un photon de 1275 keV et deux photons de 511 keV chacun issus de l'annihilation du positron. L'utilisation conjointe des deux sources permettra de balayer des dépôts d'énergie dans la gamme [100-1275] keV.

Le scintillateur doit être mince pour minimiser l'occurrence de multiples diffusions Compton. L'échantillon de scintillateur a donc des dimensions réduites de 55 × 55 × 20 mm. L'énergie des électrons Compton dans le scintillateur est mesurée avec un photomultiplicateur 3" de la série R6236-01 produite par Hamamatsu. Cette énergie correspond à l'énergie *visible* et non à l'énergie réellement déposée par l'électron à cause de l'effet Birks.

Le détecteur Germanium donne l'énergie du gamma avec une excellente résolution en énergie ($\sigma_{Ge}^{Résolution}$) de l'ordre de 2 à 3 keV entre 0,2 et 1,2 MeV. Afin d'optimiser le rapport signal sur bruit, le détecteur Germanium est blindé avec des briques de plomb pour atténuer le bruit de fond. A noter que la source est elle aussi protégée avec du plomb pour sélectionner la direction des photons gamma et réduire ainsi ceux qui iraient d'abord déposer de l'énergie dans le germanium puis diffuser jusqu'au scintillateur.

Une simulation a été réalisée pour valider la méthode et préparer les codes d'analyses. La figure 3.33 présente le résultat de cette simulation pour un angle θ de 67°. L'énergie visible des électrons mesurée par le photomultiplicateur est représentée en fonction de l'énergie mesurée par le détecteur Germanium. Les lignes obliques sont la signature de la corrélation des dépôts d'énergie $E_{electron}^{déposée}$ et $E_{gamma}^{Germanium}$ tels que $E_{gamma}^{initiale} = E_{electron}^{déposée} + E_{gamma}^{Germanium}$. Nous dénombrons ici trois lignes obliques (lignes pointillées noires) correspondant aux photons de 1275 keV, 511 keV et deux photons de 511 keV. Nous voyons aussi les photopics correspondant à ces photons gammas (lignes pointillées rouges verticales) et enfin un bruit de fond diffus qui provient de l'interaction simultanée de différents γ dans les différents volumes de détection.

Afin de calculer très précisément le dépôt d'énergie dans le scintillateur $E_{electron}^{deposée}$, l'énergie déposée dans le germanium $E_{gamma}^{Germanium}$ est sélectionnée aussi finement que possible compte tenu de la résolution tout en veillant à conserver une statistique suffisante. Cette énergie $E_{gamma}^{Germanium}$ est soustraite à $E_{gamma}^{initiale}$ (figure 3.34-a). L'énergie mesurée avec le scintillateur ($E_{electron}^{visible}$) correspondant à cette même sélection $E_{gamma}^{Germanium}$ est représentée figure 3.34-b.

En répétant l'opération pour l'ensemble des dépôts d'énergie et pour chaque angle θ simulés, nous obtenons un ensemble de points qui décrit la courbe de Birks donnée figure 3.35-a. Cette courbe est obtenue en superposant les résultats des sources de sodium et de césium. L'erreur sur $E_{gamma}^{Germanium}$ dépend de la résolution du détecteur $\sigma_{Ge}^{Résolution}$ et de la demi-largeur du pas ("binning") $\sigma_{Ge}^{Binning}$ utilisé lors de l'analyse, comme illustré sur la figure 3.34-a. L'erreur totale est donnée par $\delta E_{Ge} = \sqrt{(\sigma_{Ge}^{Résolution})^2 + (\sigma_{Ge}^{Binning})^2}$. Les points obtenus sont ajustés avec une fonction analytique basée sur l'équation 3.9 pour mesurer le coefficient de Birks qui est égal à 0,020 mm/MeV.

Avec ces simulations, nous avons mis en évidence que le coefficient déduit par ajustement des points mesurés (kB = 0,020 mm/MeV± 0,001) est plus petit que celui utilisé en entrée dans la simulation (kB = 0,25 mm/MeV). En effet, comme la simulation ne génère pas toutes les particules de très basse énergie (effet de seuil sur la génération des particules), la non prise en compte de la forte saturation de Birks liée à l'interaction de ces particules de basse énergie doit être compensée par une valeur de k_B entrée en simulation plus importante. La valeur de k_B simulée est donc une valeur *effective*. La figure 3.35-b montre la relation linéaire qui existe entre cette valeur effective et le coefficient réel déduit de l'ajustement des données.

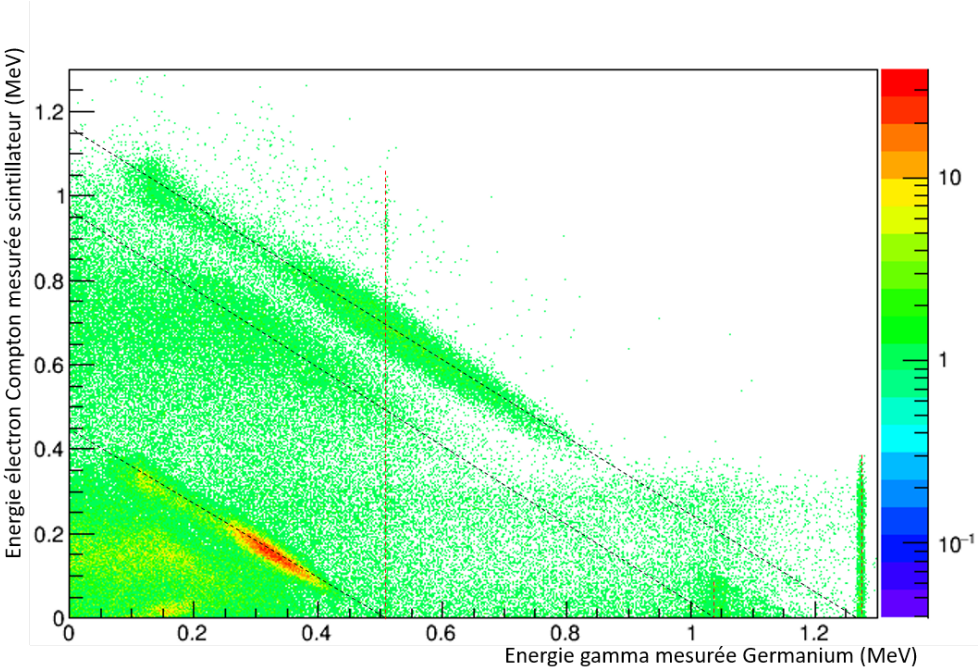
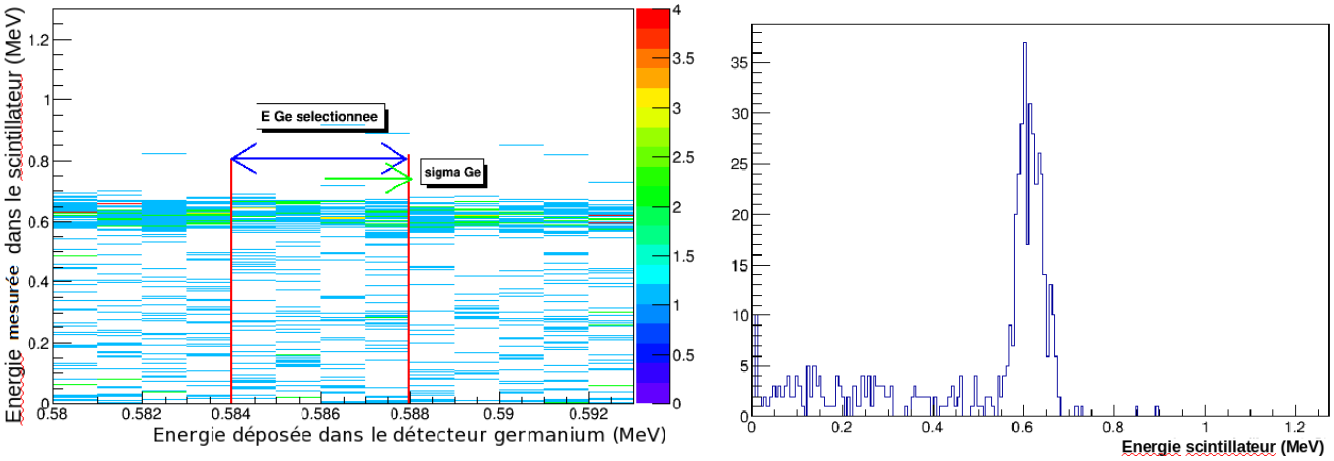


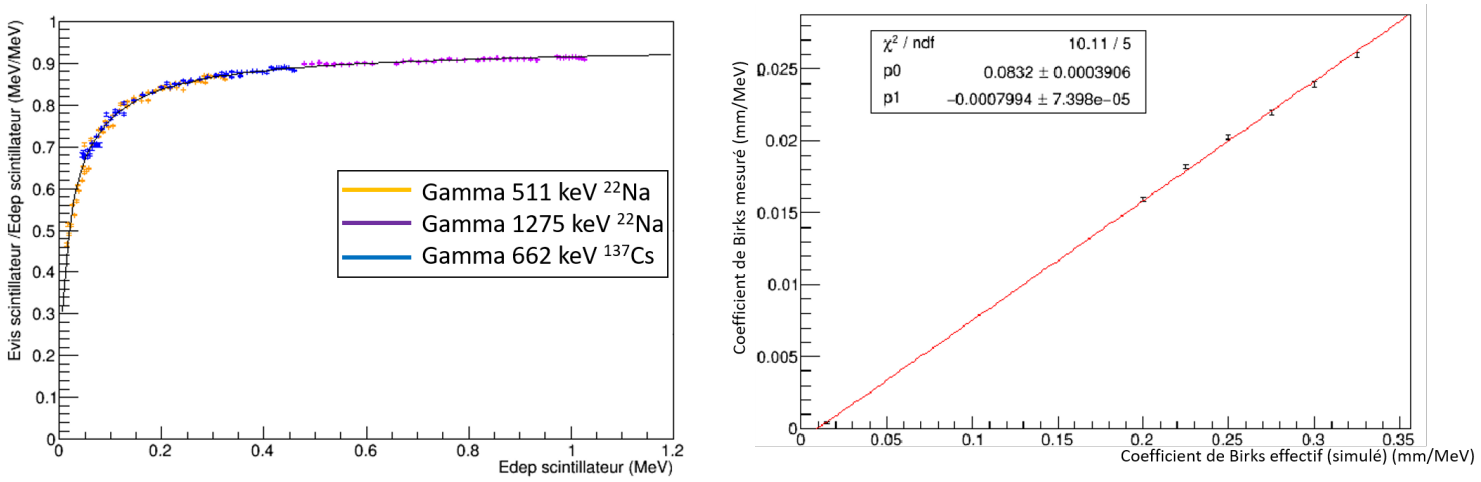
FIGURE 3.33 – Résultat de la simulation donnant l'énergie visible des électrons mesurée par le scintillateur en fonction de l'énergie déposée dans le détecteur Germanium par les rayonnements gamma de la source de sodium 22 (511 keV, 1022 keV et 1275 keV), pour un angle θ de 67°. Les lignes pointillées rouges correspondent aux photopics des rayonnements gamma, les lignes pointillées noires correspondent aux dépôts d'énergie à la fois dans le scintillateur et dans le détecteur germanium tels que $E_{gamma} = E^{scint}_{déposée} + E_{Germanium}$.



— a — — b —

FIGURE 3.34 – Sélection de l'énergie déposée dans le détecteur germanium (0,586 MeV ± 0,002 MeV) (a) pour obtenir le spectre d'énergie complémentaire (énergie visible mesurée) dans le scintillateur (associé à une énergie déposée de 1,273 - 0,586 = 0,687 MeV) (b).

De manière tout à fait similaire à ce qui a été fait dans la simulation, la mesure expérimentale permet d'obtenir la figure 3.36 qui possède les mêmes structures que celles présentées pour la simulation. Notons toutefois la présence d'un bruit de fond plus important qui provient de la radioactivité naturelle de l'environnement proche du détecteur non prise en compte dans la



— a — — b —

FIGURE 3.35 – Courbe de non-linéarité de Birks obtenue par simulation avec une source de césium 137 et de sodium 22 pour une valeur de k_B effective (simulé) de 0,25 mm/MeV correspondant à un k_B réel (ajusté) de (0,020 ± 0,001) mm/MeV (a) et relation entre le k_B mesuré (déduit de l'ajustement de $E^{visible}_{electron}$ en fonction de $E^{dposée}_{electron}$) et le k_B effectif utilisé en entrée dans la simulation (b)

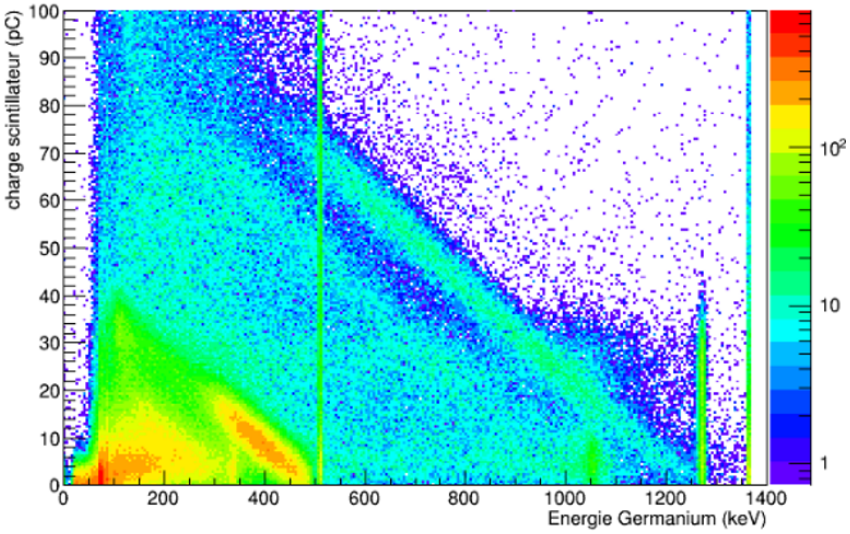


FIGURE 3.36 – Spectre expérimental représentant la charge mesurée avec le scintillateur en fonction de l'énergie mesurée par le détecteur germanium dans le cas de l'utilisation d'une source de sodium 22 (combinaison de tous les angles θ entre 0 et 180°).

simulation et d'un blindage moins performant car difficile à mettre en place. La mesure faite avec le photomultiplicateur est donnée en charge, une observable proportionnelle à l'énergie visible.

Différentes systématiques d'ajustement des données expérimentales ont été étudiées :

— **Ajustement Poissonnien et Gaussien** : le nombre de photons détectés devenant faible à basse énergie (50-60 photons vers 100 keV), nous avons comparé l'application d'un ajustement gaussien sur la distribution de la charge collectée par le photomultiplicateur (figure 3.37) avec l'application d'un ajustement poissonnien. Les deux méthodes sont compatibles d'après les barres d'erreurs (figure 3.38-a), mais l'ajustement poissonnien donne systématiquement des valeurs de k_B inférieures à celles obtenues par un ajustement gaussien (figure 3.38-b). Cette différence est prise comme erreur systématique.

— **Bruit de fond** : le bruit de fond autour du pic du spectre en charge mesurée avec le scintillateur (figure 3.37) est assez complexe et doit être pris en compte dans l'ajustement. Plusieurs modèles de bruit de fond ont été testés (exponentiel, polynômial) et ont tous donnés des résultats compatibles entre eux.

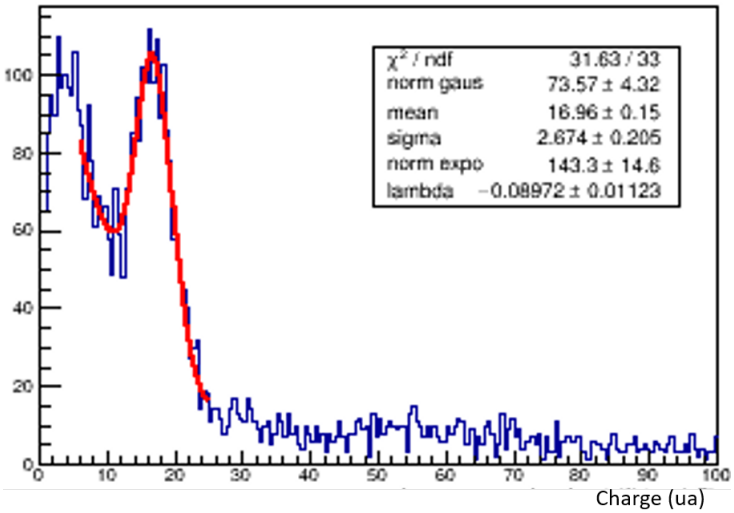
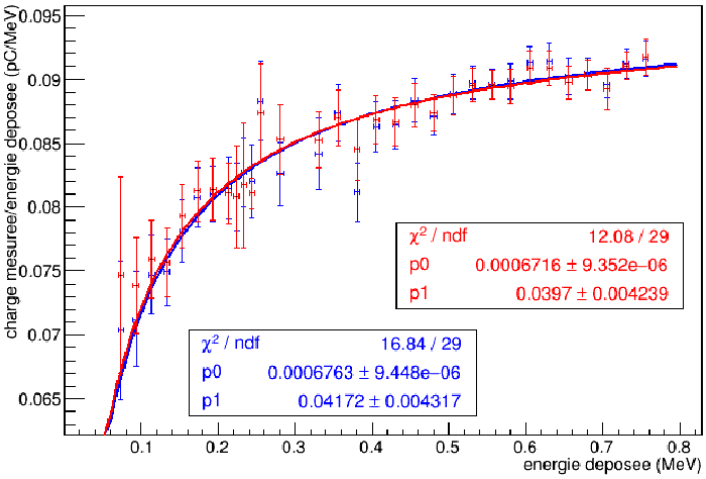
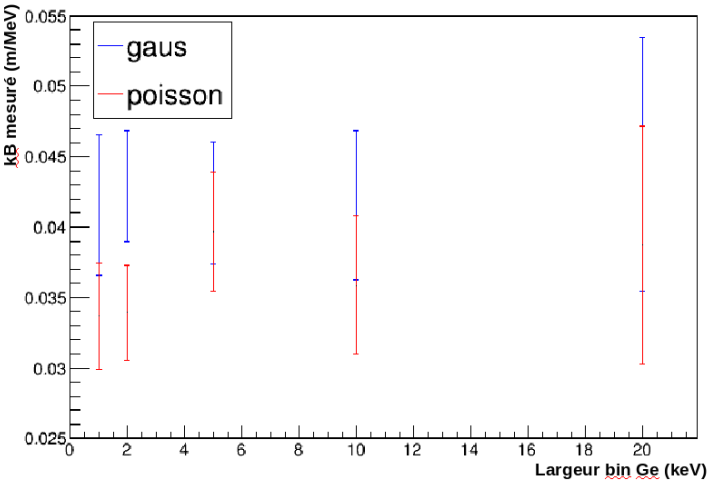


FIGURE 3.37 – Spectre en charge mesurée avec le scintillateur après sélection du dépôt d'énergie dans le détecteur Germanium. Le spectre est ajusté (en rouge) par la somme d'une gaussienne (pic) et d'une exponentielle (bruit de fond).

— **Binning** : différents binning des spectres en énergie du détecteur Germanium ont été testés. Un binning étroit permet d'obtenir une haute précision sur l'énergie mesurée par le scintillateur mais peu de statistique. Un binning plus large dégrade la précision sur l'énergie mesurée dans le scintillateur mais améliore la statistique. Cette différence de binning n'a pas d'impact sur la détermination de k_B (figure 3.38-b).



— a —



— b —

FIGURE 3.38 – Courbe de Birks expérimentale obtenue pour les deux types d'ajustements (gaussien en bleu, poissonnien en rouge) (a) et comparaison des k_B mesurés pour différentes largeurs du binning du spectre en énergie du détecteur germanium (b).

Les données expérimentales mesurées pour différents angles et ajustées selon ces systématiques ont permis d'obtenir les courbes expérimentales dont un exemple est présenté

figure 3.38-a (binning Germanium = 5 keV). Les valeurs des coefficients de Birks expérimentaux mesurés pour les modèles d'ajustement gaussien et poissonnien en fonction de la largeur du binning Germanium (figure 3.38-b) sont de $<k_B^{poisson}>$ = (0,036 ± 0,012) mm/MeV et $<k_B^{gauss}>$ = (0,042 ± 0,013) mm/MeV. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celle obtenue dans la simulation optique (k_B = (0,020 ± 0,001) mm/MeV) bien que légèrement plus élevées. La différence pourrait être liée à la production de lumière par effet Cerenkov en plus de la scintillation, ce qui accentuerait la non-linéarité. La prise en compte de cet effet dans la simulation donne en effet une nouvelle valeur de k_B plus élevée k_B = (0,026 ± 0,001) mm/MeV. La mesure, bien que difficile à réaliser et donnant une grande barre d'erreur, est compatible à un sigma avec la valeur théorique de k_B. Malgré des valeurs expérimentales légèrement plus élevées que celle prévue par la simulation optique, le bon accord entre l'expérience et la simulation permet de valider le modèle optique.

Mesure de la constante de Birks pour les scintillateurs de NEMO3

Les corrections optiques développées dans le cadre de SuperNEMO ont été appliquées à certaines données simulées de NEMO3 par Arnaud Huber [7] pour essayer d'expliquer des désaccords observés avec les mesures, tels que :

— l'intercept non nul obtenu lors des étalonnages en énergie avec les sources de ^{207}Bi traduisant une non-linéarité à basse énergie ;

— des divergences sur la forme des spectres gammas des sources de ^{207}Bi ;

— la forme du spectre en énergie des électrons $\beta\beta2\nu$ à très faible énergie ;

L'application des corrections optiques a montré une modification des spectres allant dans le sens attendu. Toutefois, la question se pose de savoir si les corrections développées dans le cadre de SuperNEMO sont directement applicables telles quelles aux données de NEMO3. Cette question est particulièrement importante pour l'analyse en cours sur les données $\beta\beta2\nu$ de NEMO3 pour extraire des contraintes sur la valeur de la constante de couplage vectoriel-axial g_A. Ces analyses demandent une grande précision sur les énergies individuelles des électrons. C'est dans cet objectif qu'une mesure de la correction de Birks pour les scintillateurs de NEMO3 a été proposée.

La mesure de la valeur de la correction Birks pour des scintillateurs de NEMO3 n'a malheureusement pas pu se faire avec la même expérience que celle présentée dans le paragraphe précédent (disponibilité du matériel). En revanche, nous avons utilisé le spectromètre à électrons du CENBG pour réaliser des mesures *relatives* entre les effets de saturation dans les scintillateurs de NEMO3 et de SuperNEMO, la précision sur l'étalonnage du faisceau d'électrons n'étant pas suffisante pour une mesure absolue de l'effet. À partir d'échantillons (3 SuperNEMO, 3 NEMO3) de 55 × 55 × 20 mm couplés à un photomultiplicateur de la série XP5312 produite par Photonis et éclairé par le faisceau d'électrons, il est possible, en faisant varier l'énergie des électrons, de sonder cet effet de 400 keV à 1,8 MeV. Pour chaque échantillon, la mesure est faite pour des énergies de 400, 700, 1000, 1400 et 1800 keV (figure 3.39) avec plusieurs mesures à 1000 keV pour s'assurer de la stabilité du gain du photomultiplicateur au cours de la mesure.

L'énergie mesurée (visible) par le photomultiplicateur est calculée comme étant le ratio de la charge collectée par ce dernier pour une énergie déposée donnée et de la charge collectée pour un dépôt d'énergie de 1 MeV. La figure 3.40 montre les courbes de Birks obtenues pour les scintillateurs de NEMO3 (en rouge) et pour ceux de SuperNEMO (en bleu). Chaque courbe est une moyenne des résultats obtenus pour les trois scintillateurs de chaque type. Sur cette même figure est présentée en noir la courbe obtenue grâce aux simulations. On constate que les non-linéarités mesurées pour les scintillateurs de NEMO3 sont compatibles aux barres d'erreur

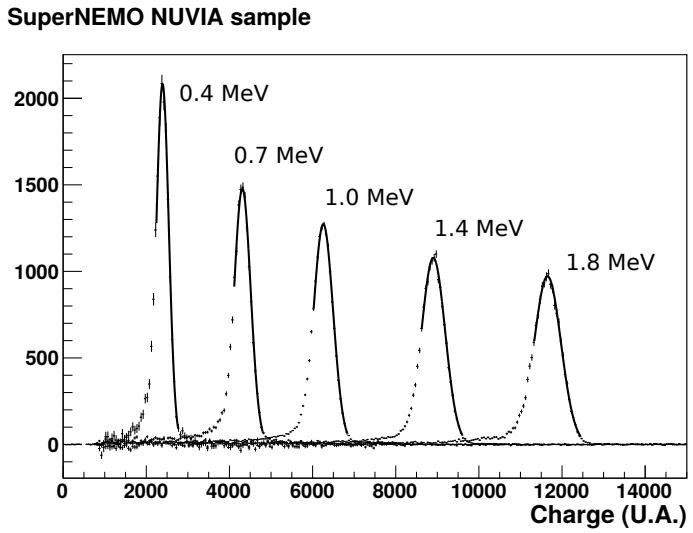


FIGURE 3.39 – Spectres en charge obtenus avec le faisceau d'électrons pour les différentes énergies considérées.

près avec les mesures réalisées pour les scintillateurs de SuperNEMO, avec une non-linéarité dans la production de lumière légèrement plus forte pour les scintillateurs de SuperNEMO.

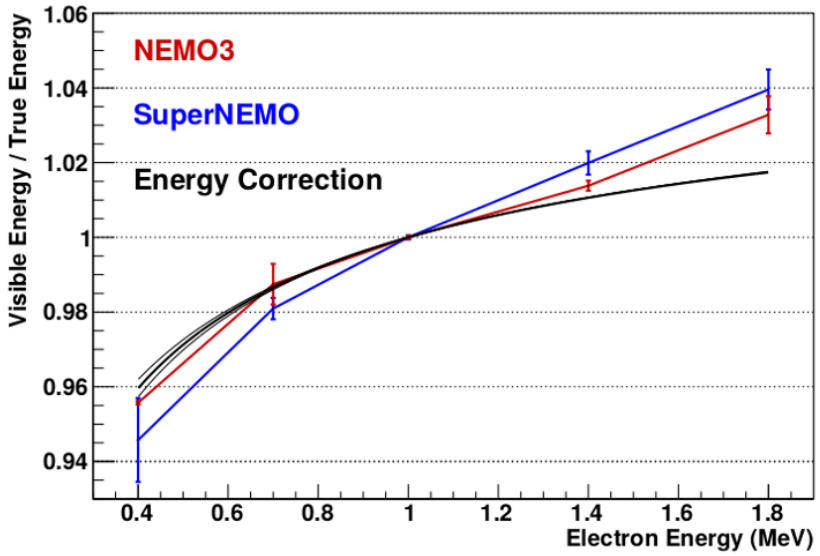


FIGURE 3.40 – Courbes moyennes de non-linéarité dans la production de lumière pour les scintillateurs NEMO3 (en rouge), SuperNEMO (en bleu) et simulée (en noir) en fonction de l'énergie des électrons incidents.

Ces mesures nous ont donc permis d'établir que l'effet de Birks dans les scintillateurs de NEMO3 est tout à fait compatible avec celui affectant les scintillateurs de SuperNEMO. Les facteurs correctifs développés grâce à la simulation optique sont donc applicables aux données NEMO3, qui pourront être ré-analysées avec les distorsions des spectres provoquées par la prise en compte des effets de non-linéarité dans la production de la lumière.

3.3.4 Non-linéarités en charge

A noter qu'il existe d'autres sources de non-linéarités qui peuvent affecter la mesure de l'énergie d'une particule. Il s'agit de non-linéarités sur la charge collectée par le photomultiplicateur qui peuvent provenir :

— de l'amplification des photoélectrons dans les photomultiplicateurs pour des grandes charges. Des effets de charge d'espace peuvent venir écranter une partie des électrons lors de leur amplification et sur l'anode, si bien que la charge collectée n'est plus représentative de l'énergie déposée. Cela a d'ailleurs été étudié lors de la phase de R&D du calorimètre [100].

— de l'électronique d'acquisition bien que l'échantillonnage des signaux limite cet effet. Les différents composants des circuits électroniques (résistances, capacités, amplificateurs opérationnels) peuvent avoir une réponse légèrement différente selon le circuit considéré.

— de la saturation des signaux à -1,25 V. Les signaux dont l'amplitude dépasse cette valeur limite seront considérés comme ayant la même charge, quelle que soit l'énergie déposée.

Ces effets de non linéarité seront attentivement étudiés dans le cadre des études des systématiques du détecteur.

Chapitre 4

Analyse des données de caractérisation du calorimètre

Sommaire

4.1 Intégration du calorimètre au Laboratoire Souterrain de Modane 95
4.1.1 Câblage des modules optiques . . . 96
4.1.2 Étanchéité au gaz du détecteur . . . 99
4.2 Mise en route du calorimètre . . . 100
4.2.1 Signaux délivrés par les photomultiplicateurs . . . 101
4.2.2 Modules optiques fonctionnels et défectueux . . . 102
4.2.3 Taux de comptage . . . 103
4.3 Étude du gain des modules optiques . . . 106
4.3.1 Égalisation du gain des modules optiques . . . 106
4.3.2 Sensibilité de la méthode au temps mort . . . 113
4.3.3 Suivi de l'évolution des gains dans le temps . . . 115
4.4 Étalonnage en énergie . . . 118
4.4.1 Méthode d'étalonnage . . . 118
4.4.2 Validation de l'étalonnage . . . 120
4.4.3 Validation du modèle optique . . . 122

Après des années de travaux de R&D pour atteindre les objectifs fixés par la collaboration SuperNEMO, le démonstrateur a été assemblé au LSM de 2015 à 2018. La mise en route du détecteur a alors débuté en 2019 avec des premières prises de données avec le calorimètre. Les étapes clés de la mise en route du calorimètre ainsi que les résultats des études de caractérisation et d'optimisation de son fonctionnement seront discutés dans ce chapitre.
Une première section présentera le travail d'intégration du calorimètre au LSM en détaillant les opérations auxquelles j'ai contribué, plus particulièrement sur le câblage et l'étanchéification au gaz du détecteur. Une seconde section sera consacrée aux résultats des premières données du calorimètre. Ces études ont été menées dans le but de détecter et corriger les problèmes de fonctionnement rencontrés. Pour compléter ce chapitre, trois sections portant sur l'égalisation des gains des modules optiques, leur étalonnage en énergie et la validation du modèle optique décrit chapitre 3 seront présentées.

4.1 Intégration du calorimètre au Laboratoire Souterrain de Modane

Le début de l'intégration du calorimètre au Laboratoire Souterrain de Modane date de 2015. Après la phase de production et caractérisation des modules optiques au CENBG et leur

acheminement jusqu'au LSM, une phase d'intégration du calorimètre a débuté. Les modules étaient livrés par briques de huit (2 × 4 modules) dans un blindage magnétique en fer pur (figure 4.1-a). Une nouvelle caractérisation était réalisée à l'aide d'une source de ^{22}Na avant de procéder à l'intégration de chaque brique sur le mur du calorimètre (figure 4.1-b).

— a — — b —

FIGURE 4.1 – Inspection visuelle des modules optiques après intégration dans le blindage (a) et photographie d'un mur principal complet du calorimètre (b).

4.1.1 Câblage des modules optiques

Cette partie technique du travail de mise en route du détecteur a consisté à connecter les différents câbles de haute tension, signaux et les fibres optiques à chacun des modules optiques et à vérifier la continuité du câblage. Les câbles du calorimètre (et du trajectographe) transitent tous par deux panneaux d'étanchéité qui assurent la continuité du câblage de l'extérieur de la tente anti-radon vers l'intérieur en garantissant l'étanchéité du volume d'air déradonisé (figure 4.2).

Description des différents câbles

Câbles haute tension :

Les câbles d'alimentation en haute tension des photomultiplicateurs diffèrent selon qu'ils sont internes ou externes à la tente anti-radon. Les câbles externes sont regroupés dans 24 harnais (en rouge figure 4.2) qui alimentent chacun 30 modules optiques comme présenté figure 4.3. Le connecteur au niveau de l'extrémité des câbles située vers la carte d'alimentation CAEN est de type radial 52 voies ; l'autre extrémité au niveau de la face externe du panneau d'étanchéité possède un connecteur Redel S mâle de 51 voies. Le câble en lui-même est un câble haute tension de 0,14 mm^2 pouvant supporter une tension jusqu'à 3 kV. Les câbles internes sont quant à eux individuels pour pouvoir être connectés à chaque module. A partir d'un connecteur Redel S femelle de 51 voies assurant la continuité au niveau du panneau d'étanchéité, les câbles Axon P547101 de 2,8 mm de diamètre sont distribués aux photomultiplicateurs auxquels ils sont connectés par des connecteurs Souriau.

Câbles signaux :

Contrairement aux câbles haute tension, les câbles signaux (en blanc figure 4.2) sont les mêmes de part et d'autre du panneau d'étanchéité. Il s'agit de câbles M17/93 RG 178 natural

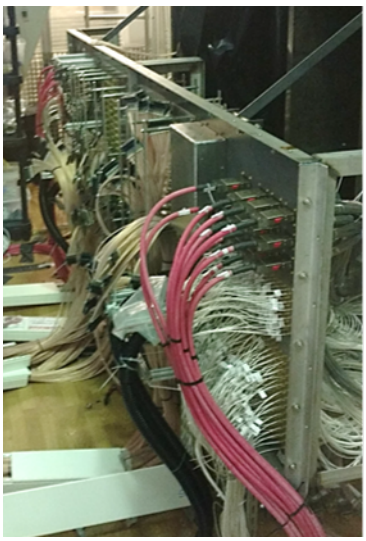


FIGURE 4.2 – Photographie d'un panneau d'étanchéité au niveau de la tente anti-radon permettant la continuité du câblage. Harnais rouges : haute tension ; câbles blancs : signaux ; câbles noirs : toron de fibres optiques ; câbles marrons : trajectographe.

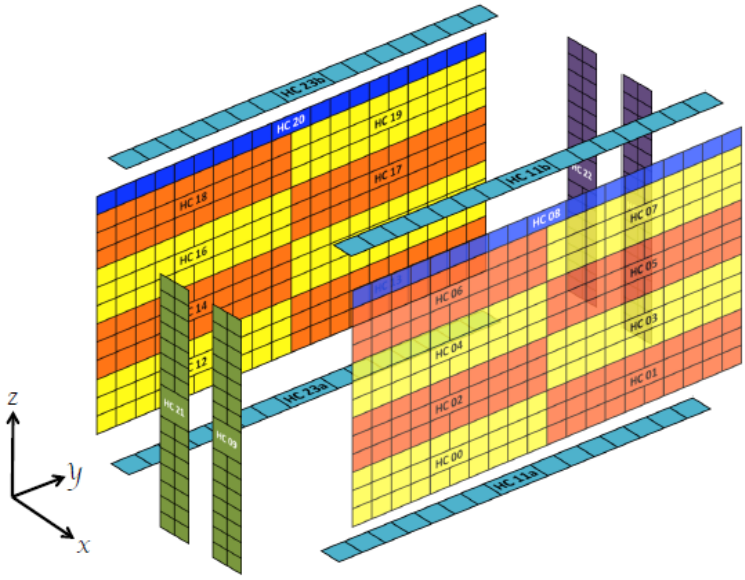


FIGURE 4.3 – Cartographie de la répartition des harnais de câbles haute tension sur le calorimètre. Les couleurs permettent de visualiser la distribution de chaque harnais (relié à une carte haute tension) sur les différents modules optiques du calorimètre.

de 2,9 mm de diamètre. Les câbles externes sont connectés à l'électronique d'acquisition et au panneau par des connecteurs MCX mâle. Les câbles internes sont quant à eux connectés au panneau par un connecteur MCX femelle et au pont diviseur de tension du photomultiplicateur par des connecteurs Souriau. Les câbles sont regroupés par paquets selon leur appartenance à une même carte d'acquisition (figure 4.4).

Tresse de masse :

Pour veiller à ce que l'ensemble du détecteur ait la même référence, une tresse de masse à été ajoutée. Il s'agit d'une tresse en cuivre qui circule autour du détecteur à laquelle sont attachées l'ensemble des tresses de masse individuelles des câbles signaux et haute tension de

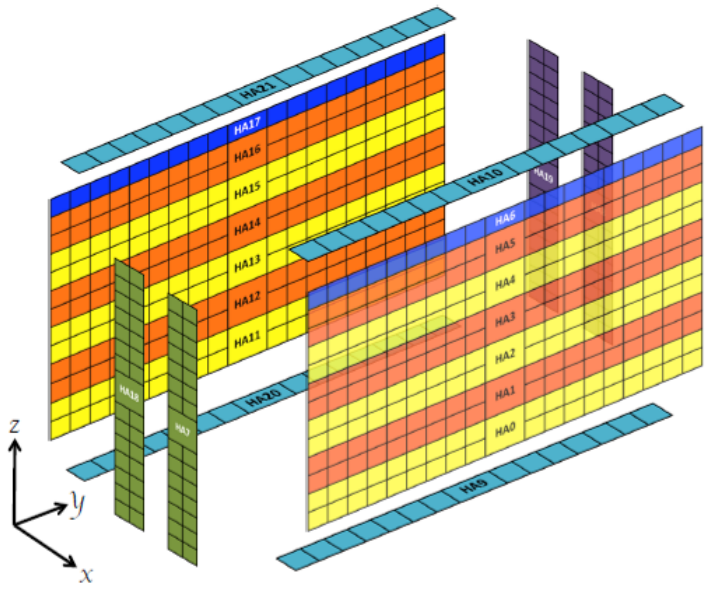


FIGURE 4.4 – Cartographie de la répartition des câbles signaux sur le calorimètre. Les couleurs permettent de visualiser la distribution des câbles sur les différents murs du calorimètre selon leur appartenance à une même carte d'acquisition.

chaque module optique. Cette tresse de masse est aussi connectée aux panneaux d'étanchéité, mettant ainsi à la même masse les parties mécaniques du détecteur.

Fibres optiques :

Les fibres optiques ont été disposées en dernier en raison de leur fragilité et transitent aussi par le panneau d'étanchéité. Elles sont regroupées en 20 faisceaux d'environ 70 fibres par faisceau distribuées sur les modules optiques. La figure 4.5 montre la répartition des faisceaux sur les modules optiques situés d'un côté de la source double bêta. Au total ce sont deux fois cinq zones de modules qui sont éclairées par deux faisceaux (un contenant les fibres primaires, l'autre les fibres secondaires, cf chapitre 2.4.2). Elles serviront à acheminer la lumière du système d'étalonnage relatif en énergie à base de LED jusqu'aux modules optiques (chapitre 2.4.2). Les fibres sont connectées aux modules optiques grâce à un connecteur qui les relient au bout de fibre déjà collée dans chaque scintillateur lors de l'assemblage individuel des modules optiques.

Continuité des câbles et réflectométrie

Une étude de réflectométrie (menée par Cloé Girard-Carillo, IJCLAB) a été faite pour valider la qualité des câbles signaux des modules de SuperNEMO [121]. L'électronique utilisée dans l'expérience offre la possibilité d'envoyer des impulsions dans les câbles signaux connectés aux modules qui vont se propager, être réfléchies en bout de câble puis enregistrées par la carte d'acquisition (figure 4.6). La réflexion du signal est assurée par la résistance supposée infinie que va rencontrer l'impulsion en bout de câble, que ce soit au niveau du pont diviseur de tension (si le câble est correctement relié) ou au niveau d'un dommage éventuel du câble. Le temps de propagation et la forme de l'impulsion réfléchie permettent de déterminer l'état du câble. Ces informations renseignent aussi sur la longueur réelle des câbles, permettant de déterminer l'atténuation en amplitude de chaque câble sur les signaux et de mettre en évidence l'étalement en temps de la charge collectée selon la longueur du câble (ce qui a pour conséquence d'augmenter le temps de montée des impulsions). A cela s'ajoute une mesure précise de la vitesse

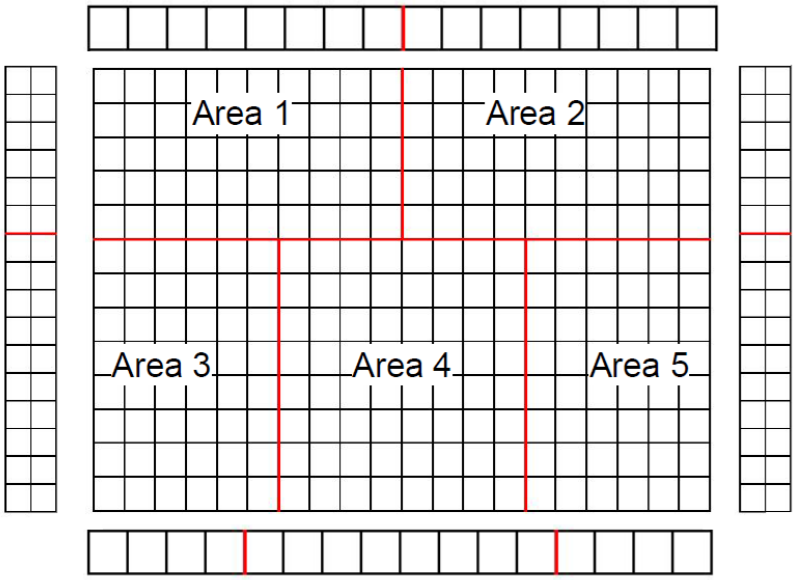


FIGURE 4.5 – Cartographie de l'éclairage des calorimètres situés d'un côté de la feuille source par les faisceaux de fibres. Chaque zone (Area) représente les modules optiques éclairés par une même LED. Cinq autre zones, symétriques par rapport à la feuille source, sont aussi éclairées.

de propagation du signal dans le câble qui permet de calculer le temps de propagation du signal dans le câble qui sera pris en compte dans la détermination du temps de déclenchement du module optique correspondant.

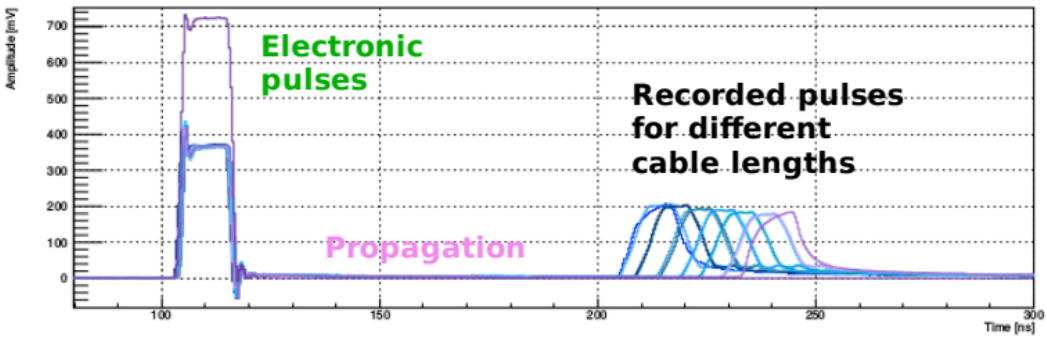


FIGURE 4.6 – Impulsions électroniques envoyées et réfléchies dans les câbles signaux utilisées pour les études de réflectométrie.

Cette étude de réflectométrie a permis d'identifier des inversions de câblage et quelques câbles défectueux qui ont pu être remplacés. Elle a finalement permis de valider l'état du câblage des câbles signaux. La qualité des fibres optiques est quant à elle évaluée à partir des prises de données avec le système LED et est encore en cours d'analyse (analyse menée par Ramon Salazar, Université du Texas).

4.1.2 Étanchéité au gaz du détecteur

Une parfaite étanchéité au gaz du détecteur est primordiale pour d'une part empêcher le radon du laboratoire de pénétrer dans la chambre à fils et d'autre part pour éviter la fuite du

gaz du trajectographe, composé en grande partie d'hélium nocif pour les photomultiplicateurs. L'étanchéité doit être contrôlée au niveau des différentes interfaces de la chambre à fils : du côté du cadre source et du côté du calorimètre. Les fuites sont détectées à l'aide d'argon (qui ne risque pas d'endommager les photomultiplicateurs) qui est injecté dans la chambre du trajectographe puis recherché au niveau des différentes interfaces avec un appareil capable de détecter de très petites quantités de gaz (sensibilité $\approx 10^{-4}$ cm^3/seconde d'argon).

Plusieurs stratégies d'étanchéification ont été mises en place au niveau du calorimètre :

— au niveau de chaque brique de 8 modules, de la colle Stycast1264 [1] a été appliquée sur toutes les jointures du blindage magnétique et les vis de fixation du blindage. Cette colle est connue pour être imperméable au radon et à l'hélium et évite ainsi leur diffusion au sein du détecteur.

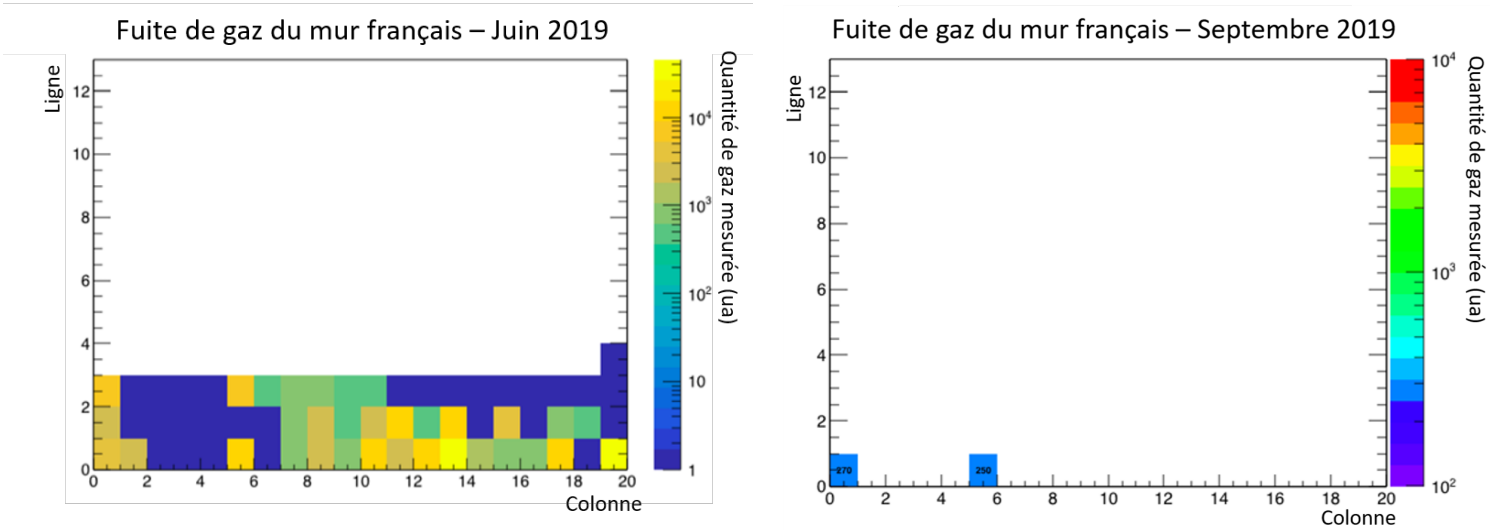
— à l'arrière du calorimètre, les jonctions entre les briques ont été recouvertes d'une feuille de nylon collée également avec de la Stycast. Les supports mécaniques tels que les vis ou les écrous ont été aussi recouverts de Stycast.

— à l'avant du mur du calorimètre, une fine feuille de nylon de 25 μm (cette épaisseur impacte peu l'énergie incidente des électrons avec une perte moyenne de l'ordre de 5 keV à 1 MeV) a été collée à la Stycast entre le calorimètre et le trajectographe. Le déploiement de cette feuille a été réalisé différemment pour chacun des murs. En effet, initialement plusieurs feuilles de nylon étaient utilisées. Une première feuille enveloppait deux rangées de briques (soient 4 rangées de modules optiques), elle était alors collée à la suivante qui enveloppait à son tour les deux rangées de briques plus haut, et ainsi de suite. La zone de collage entre deux feuilles était prise en sandwich entre les rangées de briques pour ne pas augmenter l'épaisseur de nylon en face avant. Cette méthode s'est révélée insatisfaisante à cause des multiples manipulations et des difficultés de collage autour des briques. Pour le second mur, deux feuilles ont été assemblées entre elles pour former une très grande feuille déroulée devant l'ensemble du mur et fixée aux jointures entre le calorimètre et la chambre à fils. La zone de recouvrement des deux parties de la feuille a été minimisée et sera prise en compte dans les analyses et simulations. Aucune fuite n'a été détectée sur ce mur. Pour l'autre mur en revanche, il a fallu refaire une opération d'étanchéité au niveau des jointures de tous les blindages magnétiques des modules optiques à base de RTV615 [2]. Cette nouvelle opération d'étanchéité a permis de supprimer la grande majorité des fuites résiduelles (figures 4.7) et d'observer une première surpression d'argon dans la chambre à fils. Une dernière campagne d'étanchéité est en cours alors que le trajectographe vient d'être redressé. En effet, un affaissement mécanique (7 mm) du trajectographe avait été observé entraînant la mise en court circuit des cellules. Le trajectographe a été relevé avec succès en septembre de cette année, entraînant possiblement de nouveaux défauts dans les zones étanchéifiées.

4.2 Mise en route du calorimètre

Après la phase de construction, le calorimètre est maintenant prêt à prendre des données. Au cours de cette section, nous verrons les résultats des travaux menés pour comprendre la réponse du calorimètre et repérer les possibles problèmes, qu'ils soient mécaniques, électroniques ou logiciels.

1. La Stycast est une colle radiopure liquide à polymérisation.
2. La RTV615 est plus simple à appliquer que la Stycast mais non étanche au radon.



— a — — b —

FIGURE 4.7 – Cartographie des fuites d'argon en bas d'un des murs principaux du calorimètre en juin 2019 (a) et en septembre 2019 (b).

4.2.1 Signaux délivrés par les photomultiplicateurs

Les signaux de SuperNEMO délivrés par les photomultiplicateurs sont échantillonnés (cf chapitre 2.8) et enregistrés sous forme d'impulsions (figure 4.8 en bleu). Ces impulsions sont ensuite analysées pour extraire plusieurs informations :

— **Forme de l'impulsion** : la forme de l'impulsion (figure 4.8) est intéressante à étudier pour identifier la présence de pré- et post-impulsions (photons faisant un effet photoélectrique sur la première dynode, interaction des photoélectrons avec le gaz résiduel dans le photomultiplicateur, ...) ou repérer de fortes fluctuations de signal si le photomultiplicateur est bruyant. La forme typique d'une impulsion est associée à une amplitude maximale négative de quelques centaines de mV (voir section 4.3), avec un front de montée d'environ 6 ns et un front de descente de l'ordre de 50 ns (figure 4.8 bleu). L'étude de la forme du signal (réalisée par William Quinn, UCL) a permis l'élaboration d'un patron d'impulsion (figure 4.8 en rouge) qui définit la fonction d'ajustement à appliquer sur chaque signal pour détecter d'éventuelles déviations [122].

— **Ligne de base** : elle correspond à la portion du signal qui se situe en amont de l'impulsion pour laquelle des fluctuations peuvent apparaître à cause du bruit électronique. Le calcul de la valeur moyenne de la ligne de base est fait par défaut par l'électronique sur les 16 premiers canaux (6,25 ns) du signal mais une analyse plus performante a été développée (par Hichem Tedjditi, CPPM) qui calcule la ligne de base sur un plus grand nombre de canaux en s'adaptant automatiquement à la présence de l'impulsion et de possibles pré-impulsions [123]. Le calcul de la valeur moyenne de la ligne de base (figure 4.9-a) et de ses fluctuations autour de cette valeur moyenne (figure 4.9-b) permettra un contrôle en temps réel du fonctionnement des modules optiques (détection des voies particulièrement bruyantes de l'électronique d'acquisition, ...).

— **Charge** : l'étude de cette observable a été menée dans le cadre de ce travail de thèse. La charge, qui contient l'information sur l'énergie visible, est calculée en intégrant l'impulsion entre deux bornes qui sont fixées de sorte que toutes les impulsions d'une prise de données soient contenues dans la fenêtre choisie. Pour cela, nous avons superposé l'ensemble des impulsions d'une même prise de données (figure 4.10) et choisi de fixer les bornes 56,25 ns avant le temps relatif au maximum de l'amplitude et 181,25 ns après ce temps (visibles

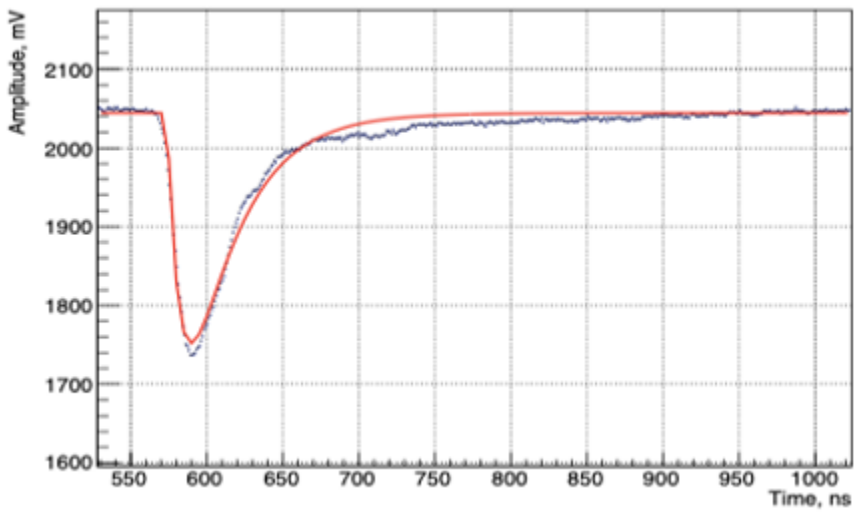
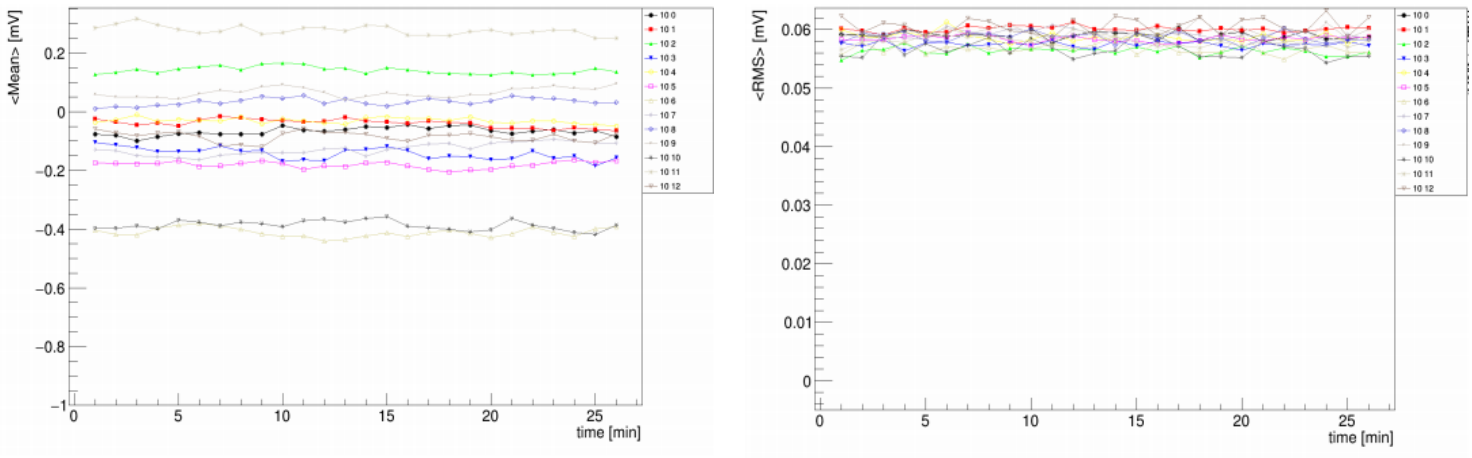


FIGURE 4.8 – Impulsion délivrée par un photomultiplicateur de SuperNEMO (bleu) et patron d'impulsion (rouge).



— a — — b —

FIGURE 4.9 – Évolution de la valeur moyenne (a) et des fluctuations (b) de la ligne de base des signaux de modules optiques d'une même colonne en fonction du temps de prise de données.

en rouge sur la même figure).

L'analyse des signaux délivrés par les photomultiplicateurs, plus particulièrement de l'amplitude maximale et de la charge, ont permis dans le cadre de cette thèse d'élaborer des méthodes d'égalisation des gains et d'étalonnage en énergie des modules optiques qui seront décrites en détail dans ce chapitre. Ces méthodes étaient nécessaires en l'absence des étalonnages avec les sources de ^{207}Bi (chambre à fils non opérationnelle), pour réaliser d'autres études (stabilité des gains, réponses en temps, étude du bruit de fond ambiant, ...).

4.2.2 Modules optiques fonctionnels et défectueux

Depuis les toutes premières prises de données avec l'ensemble des modules optiques, un certain nombre de problèmes ont pu être corrigés (câbles débranchés ou endommagés, pont diviseur de tension remplacé, ...) pour aboutir aux cartographies de l'état de fonctionnement de l'ensemble des modules optiques du calorimètre données figures 4.11-a et 4.11-b.

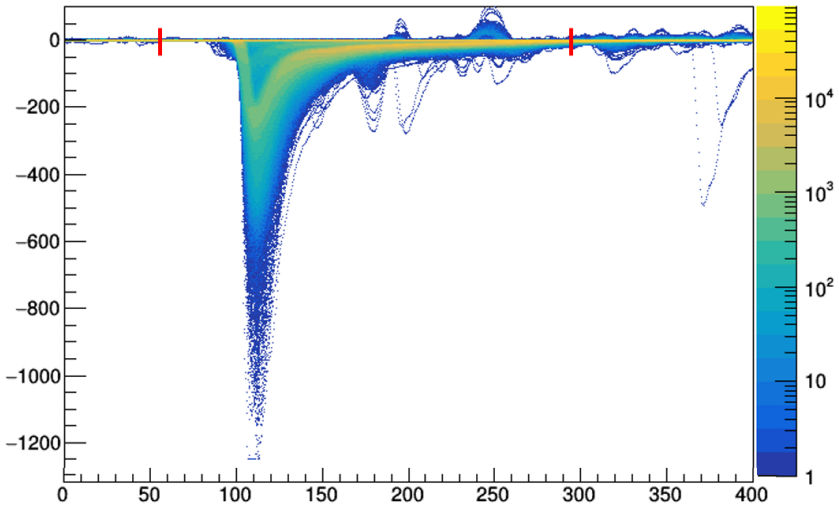


FIGURE 4.10 – Superposition de l'ensemble des impulsions d'un jeu de données pour déterminer la fenêtre d'intégration utile au calcul de la charge. Le bornes d'intégration sont représentées en rouge.

Les modules en bleu sont les modules fonctionnels, les modules en blanc correspondent à des modules pour lesquels la photocathode semble s'être dégradée (absence de coloration) avec l'observation de fissures dans le verre du photomultiplicateur ayant pu entraîner une perte du vide. Les modules en orange sont défectueux, c'est-à-dire qu'ils ne délivrent aucun signal bien qu'aucune dégradation apparente du tube n'ait été observée. Des investigations sont en cours. Il est possible que ces modules aient subit des dommages (câble débranché par inadvertance, embase abîmée) lors des multiples opérations sur l'instrument, ou qu'ils nécessitent un temps de chauffe très long (comme observé pour certains photomultiplicateurs lors de la production des modules optiques). Cette dernière hypothèse va pouvoir être testée avec la possibilité récente de longues prises de données à distance, de nuit, lorsque le laboratoire est éteint. On remarque aussi qu'une rangée complète de modules de type GVeto est absente en bas de la figure 4.11-a, en raison d'un problème avec la carte d'alimentation qui n'a pas permis de prise de données à ce moment précis.
Au final, sept modules optiques ont été diagnostiqués comme perdus en raison de l'absence de photocathode et neuf modules comme étant défectueux, soient 2 % des modules optiques.

4.2.3 Taux de comptage

Les figures 4.12-a et 4.12-b montrent les taux de comptage des modules optiques des deux murs principaux du calorimètre avec application d'un seuil de déclenchement haut de -200 mV et un seuil bas de -50 mV (à noter que ces données ont été enregistrées au début de la mise en route ce qui explique un nombre plus élevé de PM défectueux par rapport à ceux présentés précédemment et que les prises de données nécessitant d'éteindre la lumière dans tout le laboratoire n'ont pas pu être répétées fréquemment). Nous pouvons remarquer que les modules optiques de la ligne du haut, ainsi que les modules appariés à un module non fonctionnel, comptent plus que les autres modules du mur. Cet effet trouve son origine dans l'électronique d'acquisition (cf chapitre 2.8). Pour rappel, les modules sont connectés par deux à un même SAMLONG, eux-mêmes associés par paires à un FPGA, sauf pour les modules 5" de la ligne du haut qui ne pas appariés. Ces modules 5" ainsi que ceux qui sont couplés à un module non fonctionnel auront alors un taux de comptage supérieur en raison d'un temps mort dans

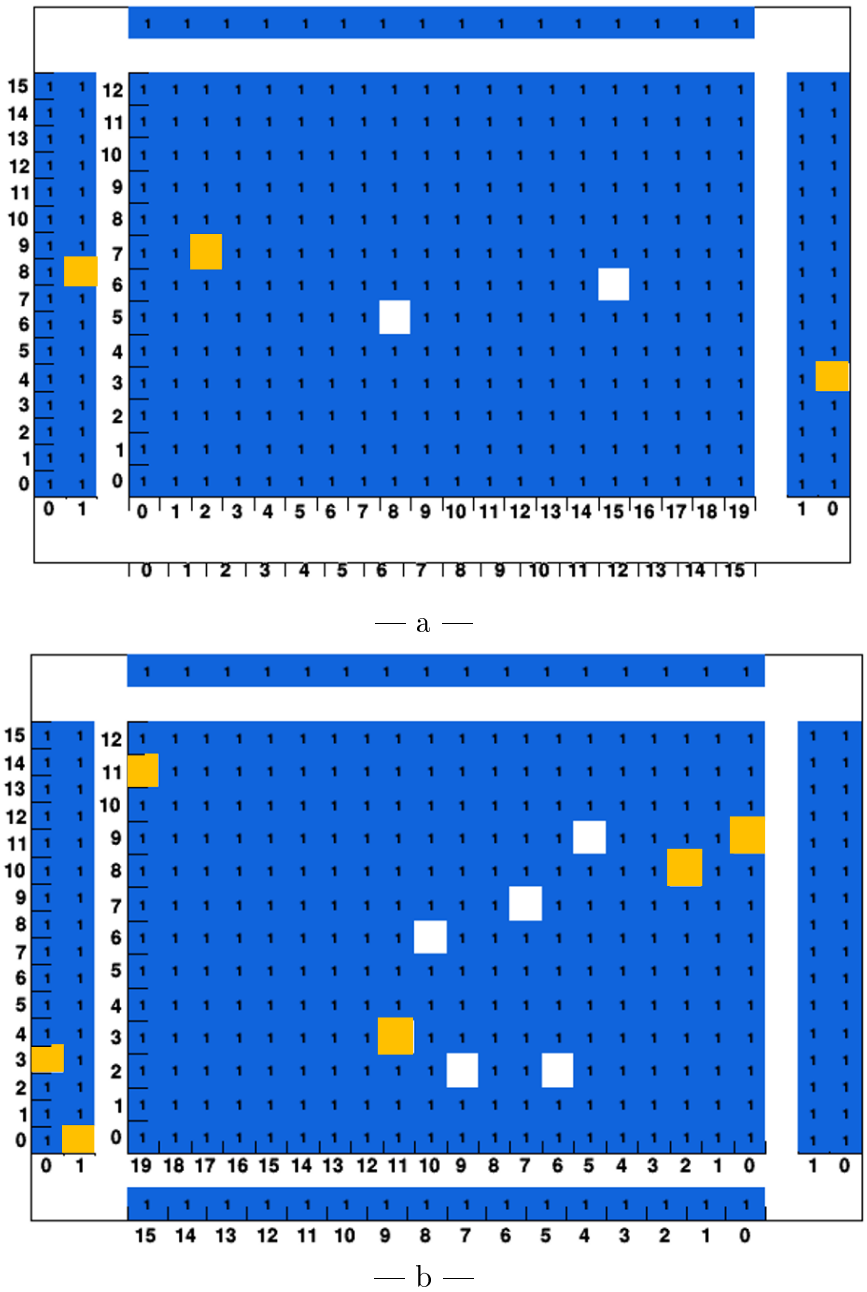
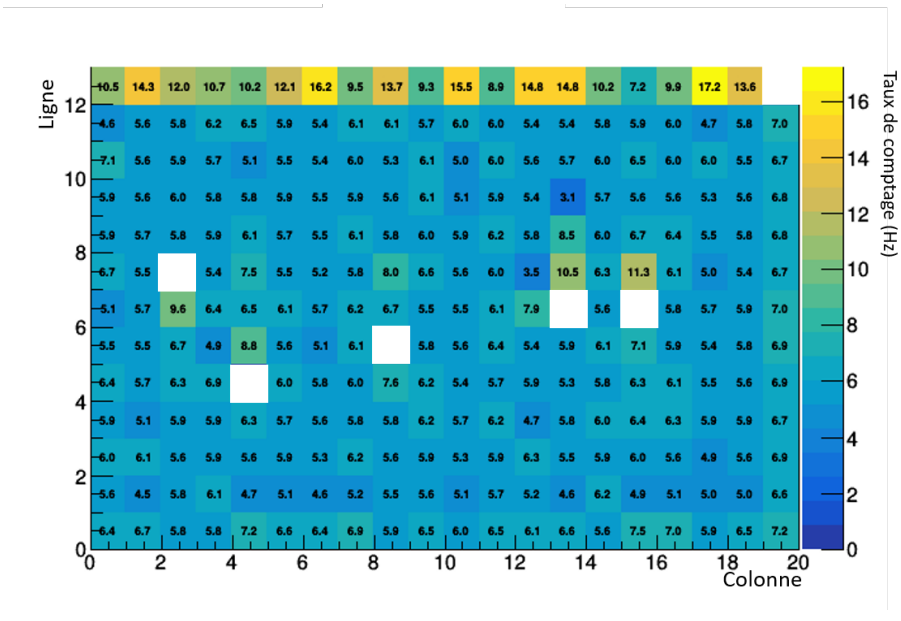


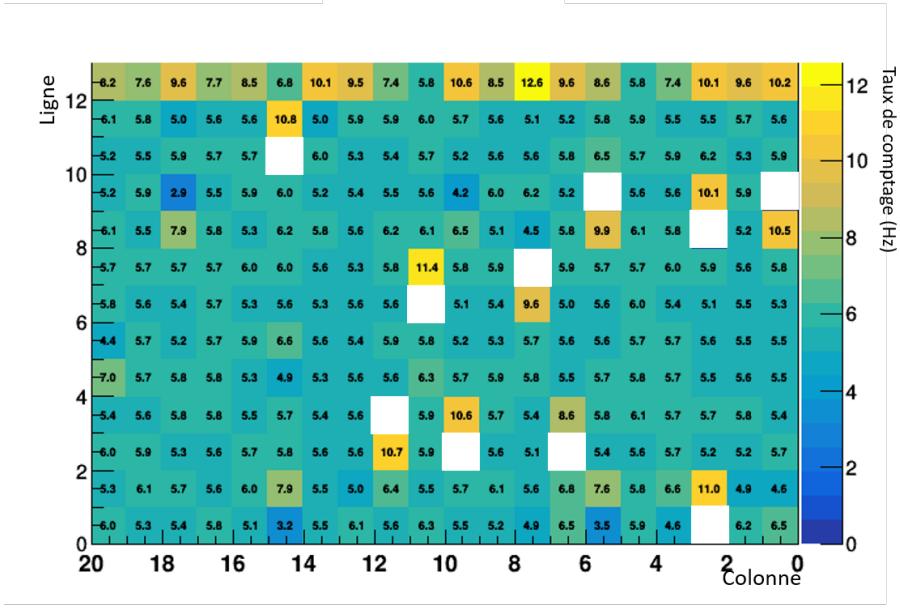
FIGURE 4.11 – Statut du fonctionnement des modules optiques des calorimètres situés de part et d'autre de la source double bêta (a et b). En bleu : modules fonctionnels ; en orange : modules défectueux en cours d'investigation ; en blanc : modules avec photocathode endommagée.

l'acquisition plus faible.

Puisque le taux de comptage individuel de chaque module ne semble pas montrer d'anomalies, des effets plus fins ont été recherchés en cumulant la statistique. Pour cela, nous avons sommé les spectres moyens en charge étalonnés en énergie (la méthode d'étalonnage sera présentée section 4.4) de tous les modules d'une même rangée. La figure 4.13 montre par exemple les spectres moyens des compteurs 8" de la première à la cinquième rangée. Nous pouvons voir à 2,6 MeV le front Compton du thallium 208. À cette énergie, nous pouvons constater que le taux de comptage des modules et la forme des spectres sont sensiblement les mêmes. Il n'existe donc pas, à priori, de comportement anormal des modules lié à l'électronique



— a —



— b —

FIGURE 4.12 – Cartographie du taux de comptage des modules optiques des deux murs principaux du calorimètre (a et b).

ou à des contaminations radioactives importantes. La figure 4.14 montre la comparaison entre la moyenne de tous les modules 8" et la moyenne des modules 5" des lignes du haut et du bas. Les spectres ont été normalisés en nombre de modules optiques et en tenant compte des temps morts différents suivant la présence ou pas d'appariement. Nous pouvons voir clairement l'effet de la résolution en énergie (moins bonne pour les modules 5") qui entraîne un front Compton moins abrupt, ainsi qu'une traînée plus longue. Au niveau du plateau Compton, le taux de comptage des modules est très similaire, avec un léger gradient du haut vers le bas. Cet effet est en cours d'étude, la possible contribution du ^{208}Tl présent dans le sol du laboratoire est notamment étudiée.

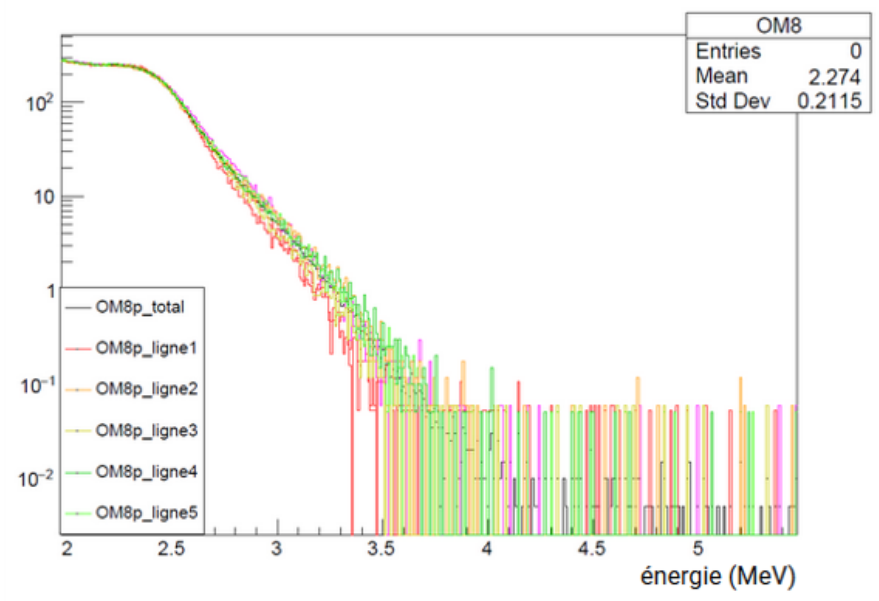


FIGURE 4.13 – Spectres de bruit de fond en énergie mesurés pour l'un des deux murs du calorimètre agrandis au niveau du front Compton du ^{208}Tl, moyennés pour les modules optiques 8" de chacune des 5 premières lignes.

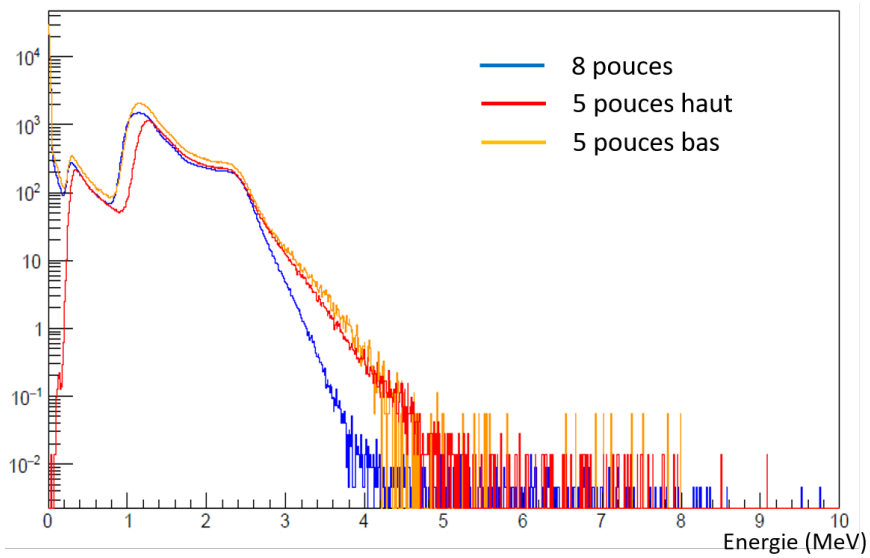


FIGURE 4.14 – Spectres de bruit de fond en énergie mesurés pour l'un des deux murs du calorimètre moyennés pour les modules optiques 8" et les modules 5" des rangées du haut et du bas.

4.3 Étude du gain des modules optiques

4.3.1 Égalisation du gain des modules optiques

Spectres en amplitude

La première partie de cette section présente le travail effectué pour harmoniser la réponse des modules optiques en égalisant leur gain. La figure 4.15 présente les spectres de bruit de fond reconstruits à partir de la valeur de l'amplitude maximale des impulsions (spectres en amplitude) de trois modules optiques d'une même colonne (45 minutes de prises de données). Nous pouvons constater qu'il existe des disparités importantes entre les gains de certains

modules. Les gains doivent donc être alignés pour parvenir à couvrir la même dynamique en énergie pour l'ensemble des modules. Puisque le déclenchement des modules optiques se fait à partir de seuils en amplitude, l'égalisation des gains des modules se fera à partir des spectres en amplitude.

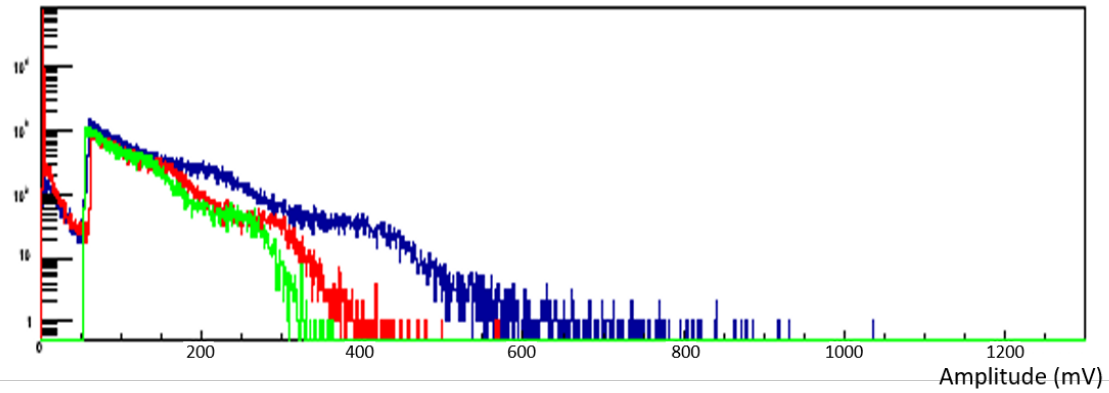


FIGURE 4.15 – Distribution de l'amplitude maximale des impulsions délivrées par trois modules optiques avant alignement des gains.

Nous pouvons voir sur la figure 4.15, à basse amplitude, l'effet du seuil de déclenchement (seuil bas) de -50 mV. Quand le module optique est apparié (électronique d'acquisition) avec un autre module, le seuil supprime une partie seulement des évènements (spectres rouge et bleu). En effet, les évènements restants correspondent à des impulsions fortuites lors du déclenchement du module apparié. Cet effet disparaît donc si le module n'est pas apparié (spectre en vert). Cette figure montre également une structure avec deux rebonds. Il s'agit des fronts Compton des rayonnements gamma émis par le potassium 40 (^{40}K, E_γ=1,46 MeV) et le ^{208}Tl (E_γ=2,62 MeV). Les évènements à très haute énergie proviennent de l'interaction de rayonnements gamma de haute énergie produits dans l'environnement du détecteur.

Méthode d'alignement

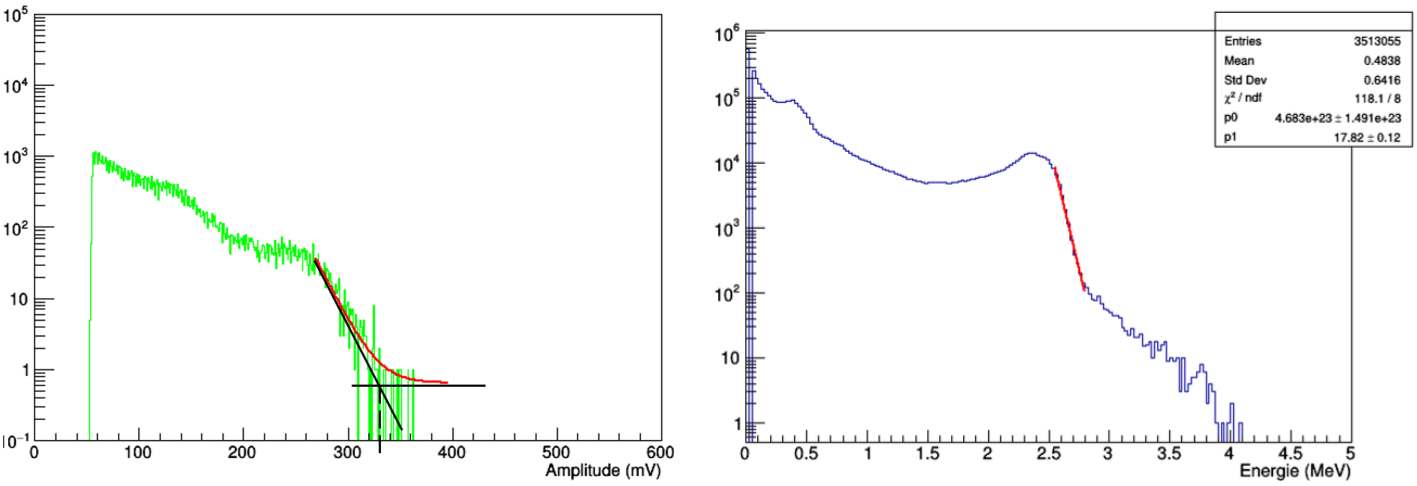
Il est possible de modifier le gain d'un photomultiplicateur en changeant la valeur de la haute tension qui lui est appliquée. Nous avons vu dans le chapitre 3.1.2 que le gain est relié à la haute tension par la relation :

$$G = K(V_{HT})^{N\alpha} \tag{4.1}$$

avec K une constante, V_{HT} la haute-tension appliquée aux dynodes, N le nombre de dynodes et α un coefficient dépendant du photomultiplicateur (matériaux des dynodes, géométrie, ...). Dans notre cas, nous appellerons "gain" une valeur d'amplitude de référence que nous déterminerons à l'aide des spectres de bruit de fond en amplitude pour chaque module optique. Cette valeur de référence sera définie à partir de la fin du spectre où seules les contributions du front Compton du thallium et d'un bruit de fond plat sont attendues. Cette portion du spectre est ajustée par une exponentielle décroissante et une constante C :

$$F(x) = N \times e^{(-\lambda x)} + C \tag{4.2}$$

et les paramètres N, λ et C sont déterminés par l'ajustement du spectre. La valeur de référence ("gain") correspond à la valeur d'amplitude à laquelle la contribution exponentielle et la contribution constante se croisent lors de l'ajustement (pointillés noirs figure 4.16-a).



— a — — b —

FIGURE 4.16 – Spectre de bruit de fond en amplitude mesuré pour un module optique et ajusté par la fonction (4.2) (rouge) dont les composantes exponentielles et constantes se croisent (pointillés noirs) pour obtenir la valeur d'amplitude de référence ou "gain" (a) et spectre en énergie du thallium 208 obtenu par simulation dont le front Compton est ajusté par une exponentielle décroissante (rouge) (b). La valeur en énergie du "gain" correspondant E = 3,06 MeV est donnée par l'intersection de l'exponentielle décroissante et d'un bruit de fond plat supposé égal à 1.

A partir de la formule 4.1, on peut écrire :

$$\begin{cases} G_1 = K(V_{HT1})^{N\alpha} \\ G_2 = K(V_{HT2})^{N\alpha} \end{cases} \tag{4.3}$$

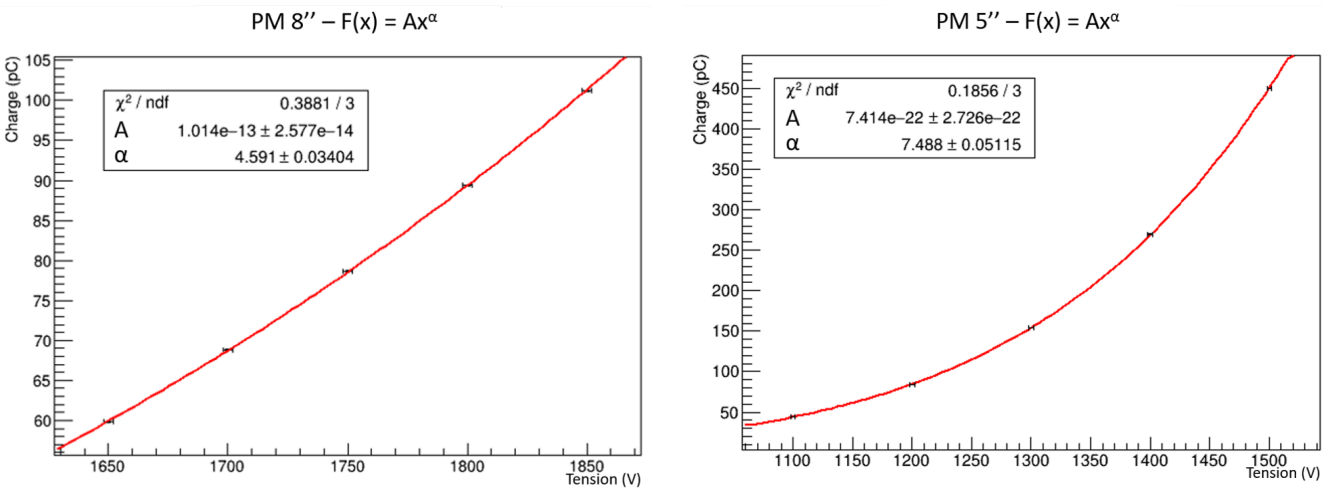
avec G_1 la valeur de référence calculée, V_{HT1} la haute tension actuellement appliquée, V_{HT2} la nouvelle valeur de haute tension à appliquer pour avoir $G_2 = 612\,\text{mV}$. Cette valeur de 612 mV est déterminée après application de l'ajustement sur des données de simulation du ^{208}Tl présentées figure 4.16-b. Sur cette figure, seule la partie constituant le front Compton du photon gamma de 2,6 MeV est ajustée par une exponentielle décroissante. La valeur du gain est calculée comme étant l'intersection de cette fonction et d'un bruit de fond à haute énergie plat supposé égal à 1. Le gain obtenu est de E = 3,06 MeV. Cette énergie doit correspondre à une amplitude de 612 mV afin d'avoir la correspondance de 200 mV par MeV d'énergie déposée, requise pour la dynamique de prises de données l'expérience. Ce choix est guidé par l'électronique d'acquisition qui permet d'enregistrer les amplitudes sur une dynamique de 2,5 V. Ainsi, il sera possible de mesurer des évènements (de bruit de fond) jusqu'à une dizaine de MeV.

La nouvelle tension à appliquer s'écrit donc :

$$V_{HT2} = V_{HT1} \sqrt[\alpha]{\frac{G_1}{612}} \tag{4.4}$$

avec G_1 en mV. La valeur du paramètre α a été obtenue par une mesure expérimentale de l'évolution de la charge collectée (à partir du dépôt d'énergie d'électrons monoénergétiques de 1 MeV) en fonction de la haute tension appliquée pour un photomultiplicateur 8" (figure 4.17-a) et 5" (figure 4.17-b) ajustée par une loi de puissance de type 4.3. Les valeurs obtenues sont $\alpha = 4{,}59$ pour les modules optiques 8" et $\alpha = 7{,}49$ pour les modules optiques 5".

Nous verrons par la suite que cette méthode a dû être améliorée car trop sensible à la statistique des évènements à haute énergie (section 4.3.2).



— a — — b —

FIGURE 4.17 – Lois de puissance expérimentales pour un photomultiplicateur 8" (a) et 5" (b) donnant l'évolution de la charge collectée en fonction de la haute tension appliquée.

Validation de la méthode d'alignement

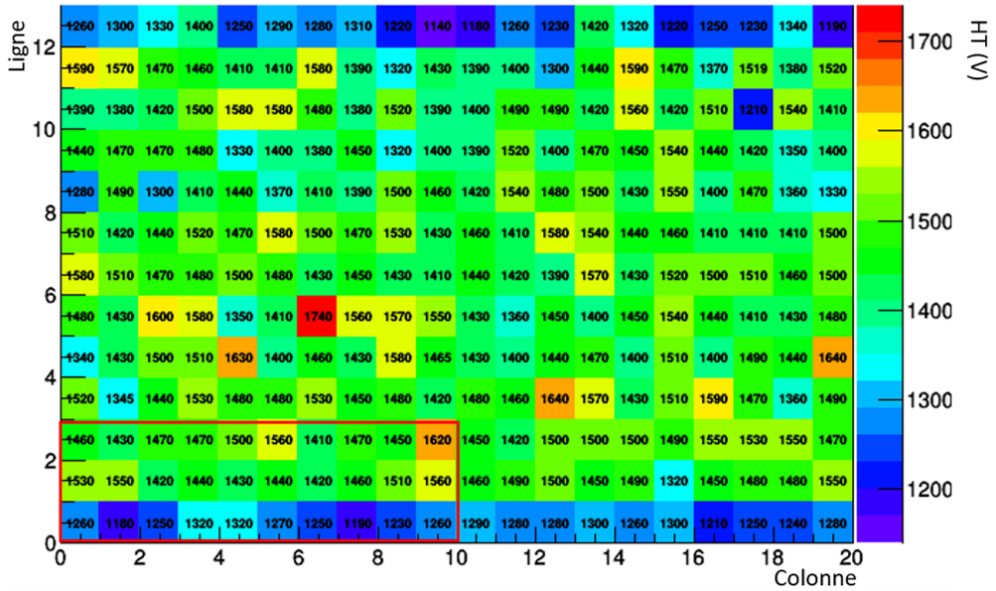
Une phase de validation de la méthode d'égalisation des gains a été réalisée en commençant par modifier les hautes tensions de 30 modules correspondants à une même carte d'alimentation. Les figures 4.18 donnent les valeurs de haute tension avant (figure 4.18-a) et après (figure 4.18) alignement de ces 30 modules.

Le résultat de l'application de ces nouvelles valeurs de tension est visible sur les spectres en amplitude figure 4.19-a pour les trois mêmes modules optiques déjà présentés figure 4.15.

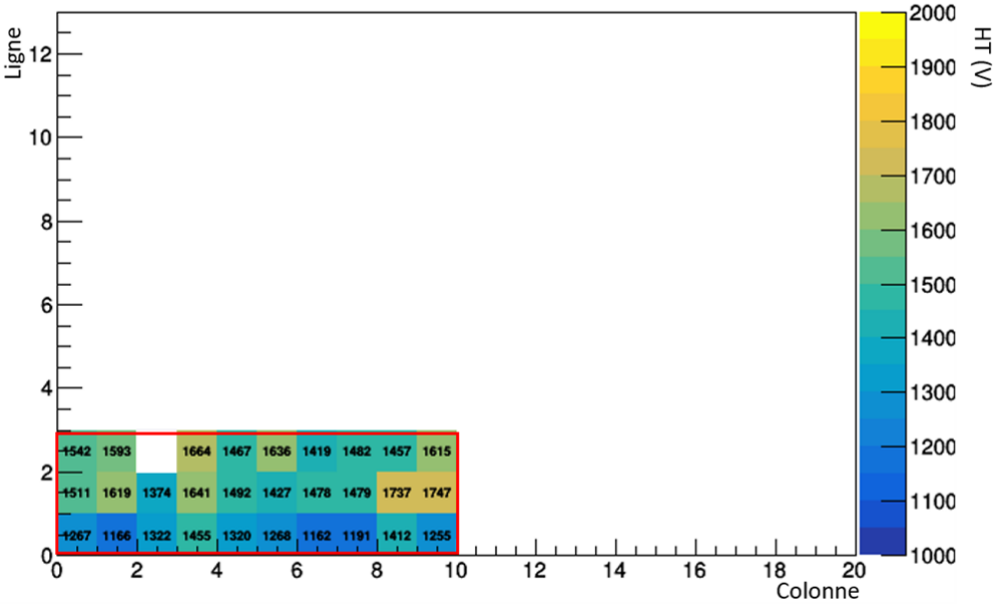
Nous constatons que les spectres rouge et vert correspondent, comme attendu, à un gain augmenté pour obtenir une valeur d'alignement de 612 mV. Le spectre bleu est quant à lui légèrement diminué, la valeur d'amplitude de référence de ce module étant initialement de 625 mV. La figure 4.19-b présente les distributions des valeurs de gain avant (en bleu) et après (en rouge) application des nouvelles tensions pour l'ensemble des 30 modules testés. La distribution rouge est moins dispersée ($\sigma = 154{,}2 \rightarrow \sigma = 74{,}77$) et plus proche ($\mu = 718{,}8 \rightarrow \mu = 653$) de la valeur d'alignement de 612 mV, validant ainsi la méthode d'alignement des gains pour ces modules.

Application de la méthode d'alignement à l'ensemble des modules optiques

Les cartographies des valeurs de gains calculées avec la méthode qui vient d'être présentée sont données figures 4.20-a et 4.20-b pour l'ensemble des modules optiques. Nous noterons que les modules optiques des XWall et GVeto n'ont pas été étudiés car ils étaient encore en phase de vérification. Nous voyons que les valeurs de référence sont dispersées, et certaines ($>$ 1250 mV) montrent une saturation des signaux liée à des gains trop élevés. Les figures 4.20-c et 4.20-d montrent la même grandeur après application des nouvelles valeurs de haute tension. L'uniformité des gains est très visible sur ces figures. Sur les murs principaux, les modules défectueux vus précédemment apparaissent en blanc et nous mettons aussi en évidence trois inversions de voies haute tension.

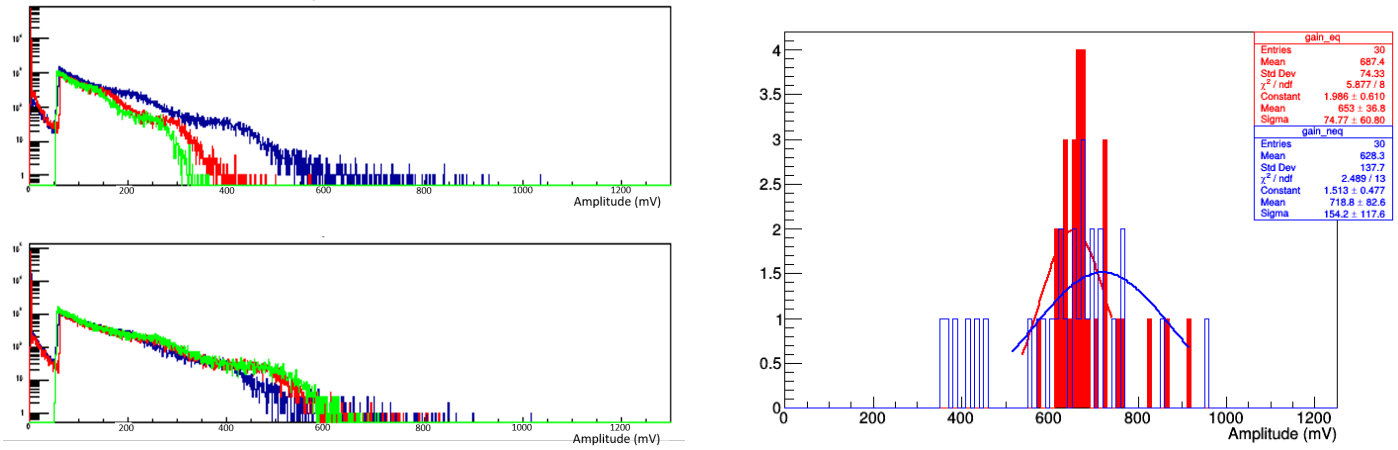


— a —



— b —

FIGURE 4.18 – Cartographies des valeurs de haute tension fournies par le CENBG pour un mur principal du calorimètre (a) et nouvelles valeurs à appliquer (b) pour 30 modules optiques pour égaliser leurs gains.



— a — — b —

FIGURE 4.19 – Comparaison des spectres en amplitude de 3 modules optiques avant égalisation (en haut) et après égalisation des gains (en bas) (a) et distribution des valeurs d'amplitude de référence avant (en bleu) et après (en rouge) égalisation des gains des 30 modules utilisés pour valider la méthode.

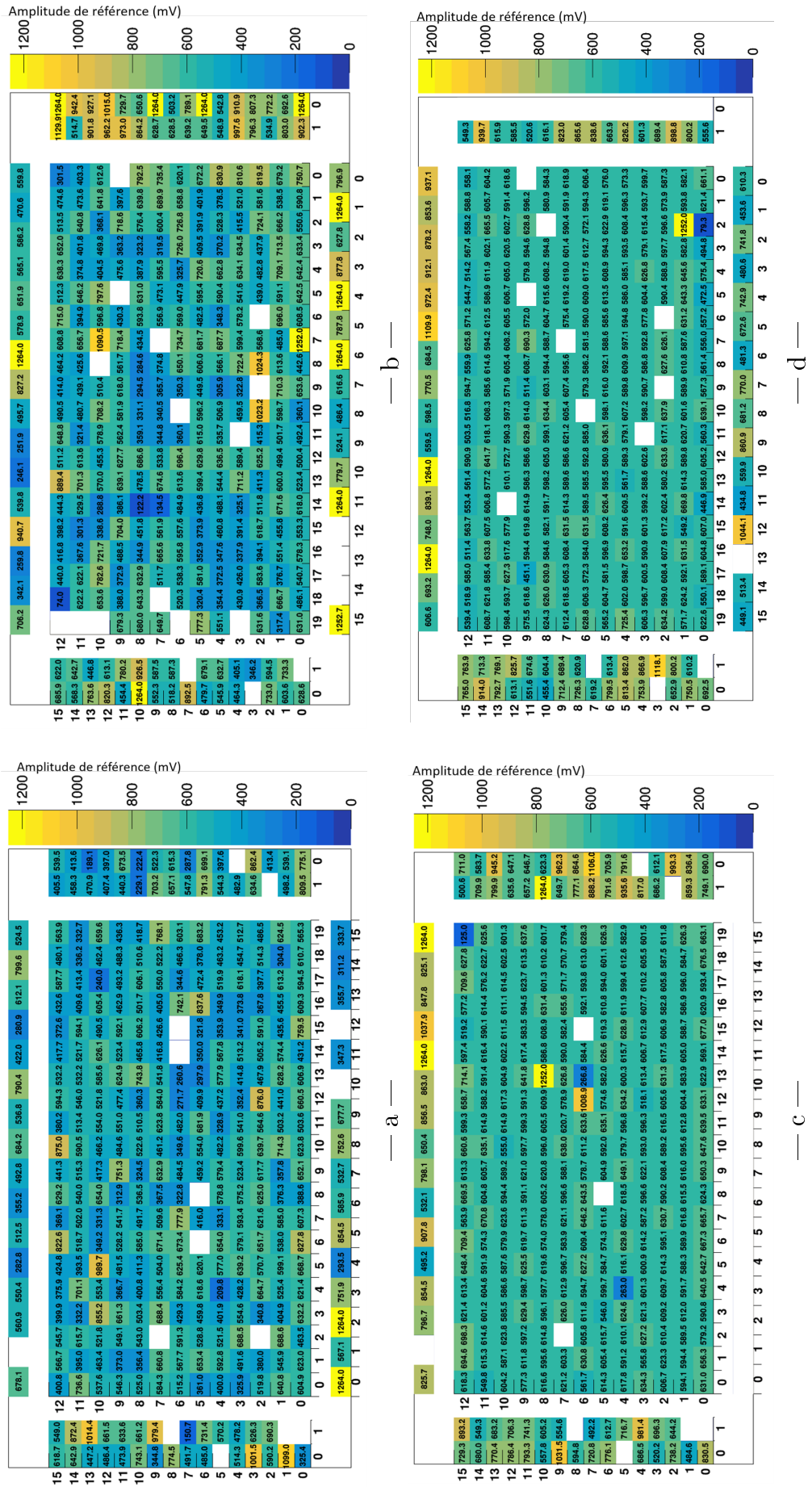


FIGURE 4.20 – Valeurs d'amplitudes de référence pour l'ensemble des modules optiques du calorimètre avant l'égalisation des gains (a et b) et après égalisation des gains (c et d).

Les distributions des valeurs d'amplitude de référence ("gain") avant égalisation des gains sont présentées sur les figures 4.21-a et 4.21-b pour les deux côtés du calorimètre et montrent la dispersion des gains des modules. Les figures 4.21-c et 4.21-d donnent les mêmes distributions après égalisation. Un ajustement gaussien montre que les distributions sont quasiment centrées sur la valeur d'alignement de 612 mV et que la dispersion a pu être considérablement diminuée.

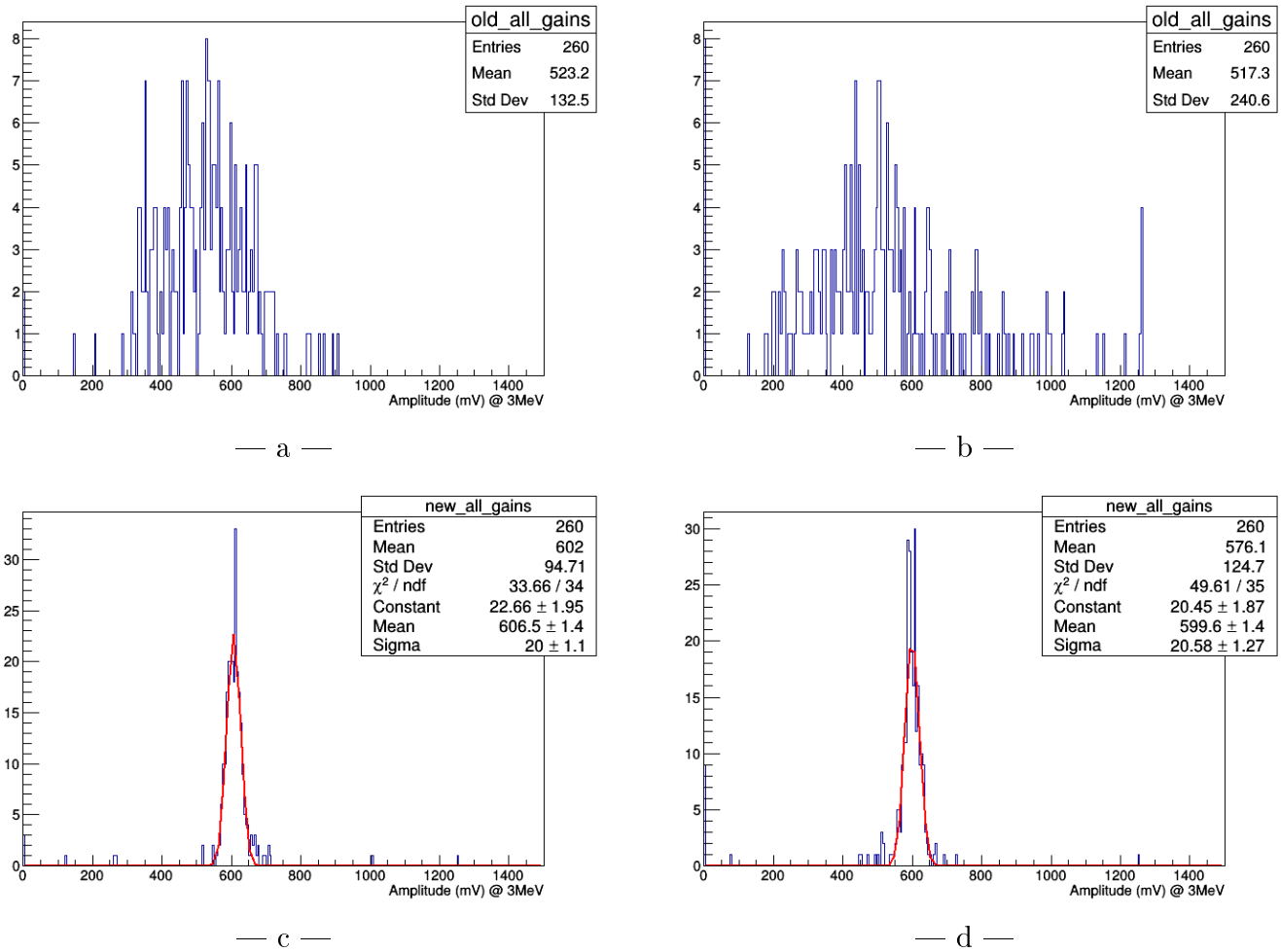


FIGURE 4.21 – Distributions des valeurs d'amplitude de référence ("gain") avant l'égalisation des gains pour les deux côtés du calorimètre (a et b) et après égalisation des gains (c et d), ajustées par une gaussienne.

4.3.2 Sensibilité de la méthode au temps mort

La méthode d'ajustement des spectres en amplitude avec la fonction (4.2) présente toutefois un biais lorsque la statistique du spectre est plus importante. En effet, l'augmentation du nombre d'événements à haute énergie a pour effet de modifier la pente de l'ajustement exponentiel et le point d'intersection des deux composantes de l'ajustement se retrouve décalé à plus haute amplitude. Pour démontrer ce problème, une prise de données longue de six heures a été réalisée (contre 45 minutes habituellement) avec un des murs principaux. L'ajustement exponentiel est appliqué pour chaque module en gardant tout d'abord toute la statistique puis en ne conservant qu'un quart de la statistique. La comparaison des gains obtenus est donnée figure 4.22 pour chaque module optique. Nous observons qu'il n'existe pas de correspondance linéaire entre les gains calculés sur toute la statistique et avec quatre fois moins de statistique. Le gain moyen pour l'ensemble des modules avec un quart de statistique est de 578 mV alors

qu'il est de 633 mV pour une statistique quatre fois plus importante.

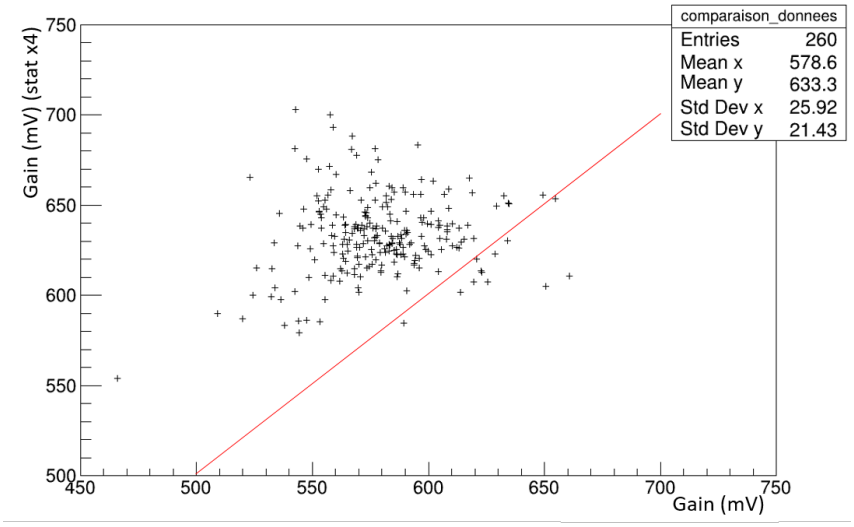


FIGURE 4.22 – Comparaison des gains obtenus par l'ajustement exponentiel avec un quart de statistique en x et 4 fois plus de statistique en y. La droite y = x est représentée par la ligne rouge.

Une nouvelle méthode d'ajustement basée sur l'utilisation d'une sigmoïde a alors été proposée. Cette fonction particulièrement adaptée pour ajuster le front Compton est définie comme :

$$F(x) = \frac{N}{2}\frac{1 + Erf(\mu - x)}{\sigma\sqrt{2}} + Ce^{-\lambda x} \tag{4.5}$$

avec N un paramètre de normalisation, $Erf(\mu - x)$ la fonction erreur centrée en μ et σ un paramètre d'élargissement de la fonction. La composante $Ce^{-\lambda x}$ permet de prendre en compte la traînée à haute charge (énergie). L'ajustement d'un spectre en amplitude par cette fonction est présenté figure 4.23.

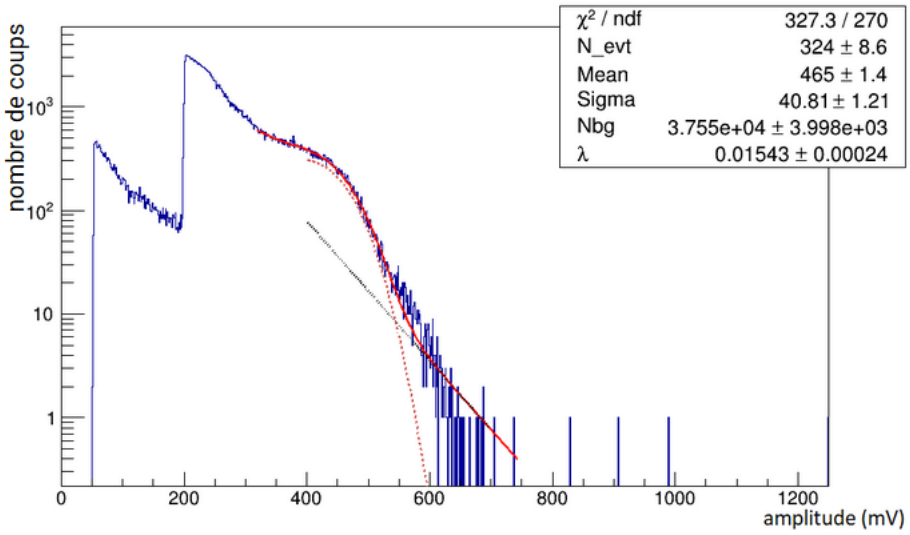


FIGURE 4.23 – Distribution des amplitudes maximales des signaux d'un module optique du mur principal pendant une prise de données de bruit de fond au LSM. La courbe en pointillés marrons représente la partie liée à la fonction erreur de l'ajustement, celle en noir à la partie liée à l'exponentielle décroissante et en rouge la somme des deux.

La figure 4.24 montre une comparaison des valeurs de gain obtenues avec les deux méthodes d'ajustement exponentielle et erreur.

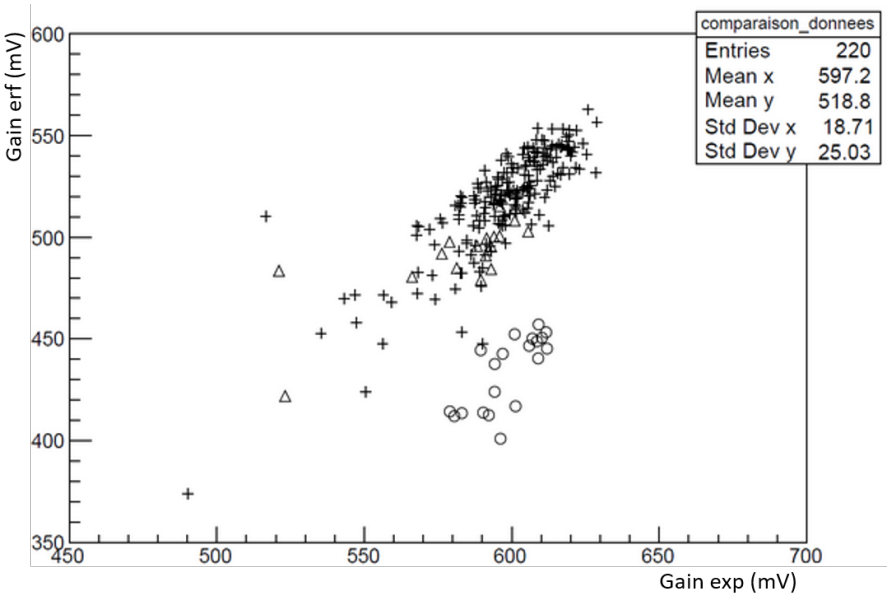


FIGURE 4.24 – Comparaison entre les gains ajustés par la méthode erf et ceux obtenus pas la méthode exp. Les croix représentent les modules 8", les ronds les modules 5" de la rangée du haut et les triangles les modules 5" de la rangée du bas du détecteur.

Les modules optiques 8" (croix) et 5" de la rangée du bas (triangles) affichent une corrélation claire entre les deux méthodes. Les modules 5" de la rangée du haut présentent quant à eux un décalage vers les plus basses valeurs de gains pour l'ajustement basé sur la fonction erreur. Cette différence s'explique par le fait que les modules 5" de la rangée du haut ont quatre fois plus de statistique, ayant entraîné une surestimation du gain avec la méthode basée sur l'utilisation de l'ajustement exponentiel.

Pour vérifier que la nouvelle méthode est indépendante de la statistique, elle a été comparée, comme précédemment, pour des spectres en amplitude avec toute la statistique puis quatre fois moins de statistique. La figure 4.25 montre que la corrélation ente les valeurs de gain obtenues pour une statistique donnée et une statistique quatre fois plus importante est beaucoup plus linéaire que dans le cas de l'ajustement exponentiel et suit bien la droite y=x (ligne rouge). La différence de statistique entraîne donc très peu de variation sur l'estimation du gain par cette méthode d'ajustement. A cause de la crise sanitaire, la modification des hautes tensions pour égaliser les gains à partir de cette méthode n'a pu être réalisée avant l'écriture de ce manuscrit. Elle permettra de valider la méthode qui devrait être à présent utilisée par la collaboration pour étudier les gains pendant toute la durée de la mise en route du détecteur.

4.3.3 Suivi de l'évolution des gains dans le temps

Le calcul des valeurs d'amplitude de référence a également été utilisé pour élaborer un outil de suivi de l'évolution du gain des modules optiques au cours temps. Bien évidemment, le suivi de la stabilité des gains sera par la suite assuré par le système d'étalonnage LED. L'étude proposée ici vise à donner un pré-contrôle du fonctionnement des photomultiplicateurs et permettra aussi de croiser les résultats lors de la validation de la méthode d'étalonnage du

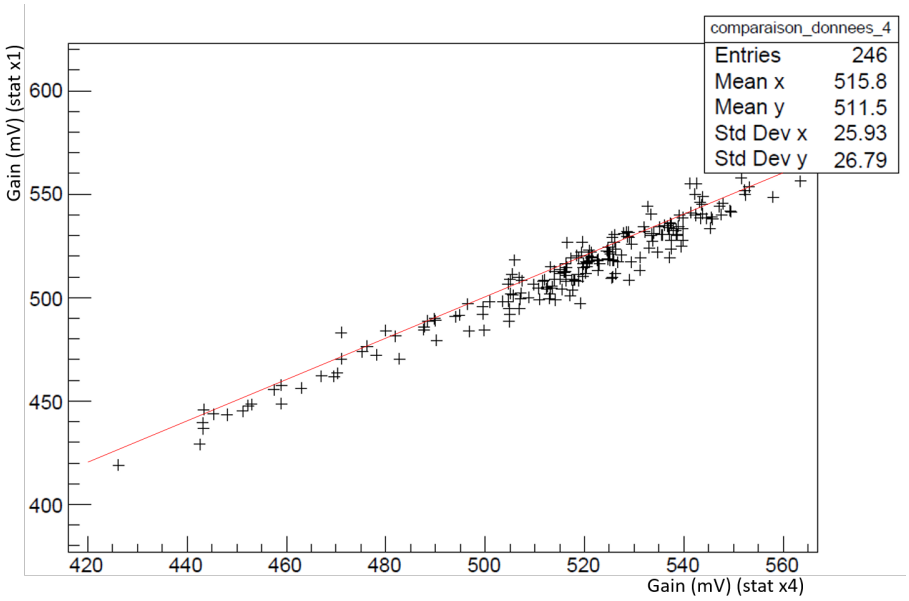


FIGURE 4.25 – Comparaison entre le gain calculé par la méthode erf pour deux ensembles de spectres en amplitude ayant une statistique différente. Le gain en x a été mesuré sur des spectres avec 4 fois plus de statistique que pour ceux utilisés pour les gains donnés en y. La droite y = x est représentée par la ligne rouge.

système LED. Pour mener à bien ce travail, la prise de données de six heures a été utilisée. Elle permet d'étudier un des deux murs du calorimètre (260 modules optiques).

L'intérêt d'avoir une aussi longue prise de données est de pouvoir fractionner le fichier initial en N fichiers en fonction du temps. Pour cette étude, nous considérerons N=10, ce qui équivaut à 10 fichiers de 39 minutes chacun. Pour chacun d'entre eux, la distribution en amplitude est ajustée par la méthode exponentielle. En effet, le biais de cette méthode en fonction de la statistique n'avait alors pas encore été mis en évidence lors du développement de cet outil de suivi des gains. Cependant, cela n'impacte pas les résultats, puisque l'objectif ici est de faire une comparaison relative de l'évolution du gain d'un même module optique. Cette évolution au cours du temps est présentée pour chaque module sur la figure 4.26, où l'axe X correspond à un numéro d'identification du module (de 1 à 260) et l'axe Y correspond à la valeur d'amplitude de référence pour chacun des 10 fichiers (le numéro du fichier est caractérisé par une couleur représentée sur l'axe Z).

Ces données ont été prises après une première égalisation des gains, visible d'après les valeurs de référence évoluant toutes autour de la valeur moyenne de 612 mV. Nous pouvons constater que certains modules ont une amplitude de référence qui varie fortement au cours du temps (plusieurs dizaines de mV), alors que d'autres modules affichent une bonne stabilité. Toutes ces variations, y compris les plus fortes, ne sont à priori pas inquiétantes étant donné que le gain d'un photomultiplicateur ne se stabilise généralement qu'après 24 heures de mise sous tension (attente impossible dans les conditions actuelles de prises de données sans blindage car cela nécessite de pouvoir travailler en plaçant le laboratoire dans le noir). Bien entendu l'analyse réalisée ici devra être répétée avec des données plus longues et plus régulières, qui n'ont pas pu être enregistrées suite à l'arrêt des interventions au Laboratoire Souterrain de Modane pendant la crise sanitaire.

Afin d'estimer l'erreur commise sur le calcul du gain, nous traçons la distribution des ratios des valeurs d'amplitudes de référence pour deux fichiers successifs pour tous les modules, dont un exemple est présenté sur la figure 4.27-a. En effet, les fluctuations autour de la valeur moyenne

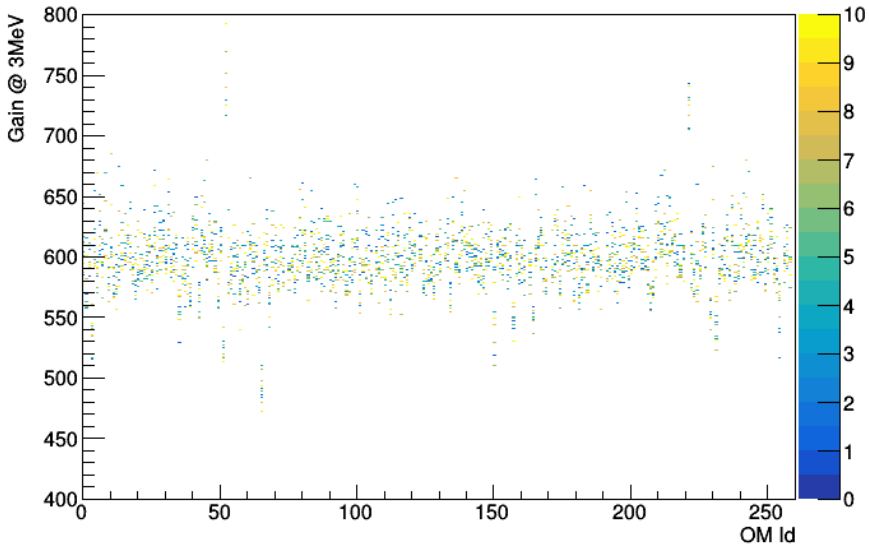
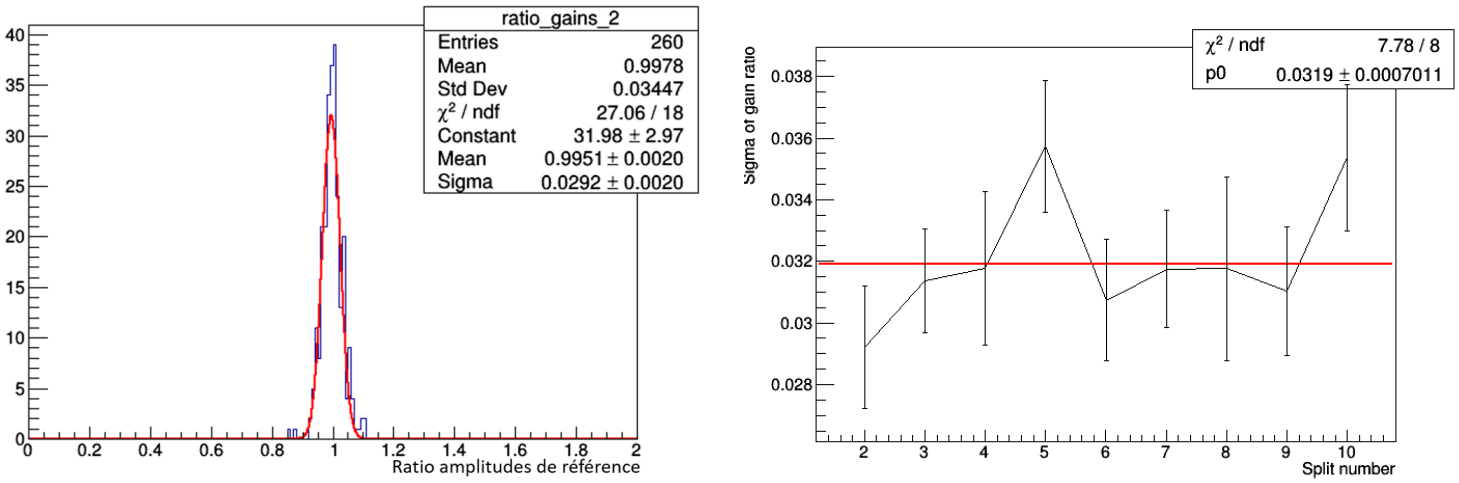


FIGURE 4.26 – Diagramme des gains des 260 modules optiques d'un des deux murs principaux du calorimètre. Chaque période de 39 minutes de prise de données est indiquée par une couleur indiquée par l'axe Z.

de ces distributions sont majoritairement causées par la différence d'ajustement de spectre en amplitude sensés être identiques. Ces distributions sont ensuite ajustées par une gaussienne dont la largeur (sigma) est représentée sur la figure 4.27-b pour l'ensemble des distributions en fonction de chaque période de temps de 39 minutes. La valeur moyenne de 3,19 % de cette courbe d'évolution des largeurs, déterminée par un ajustement par une constante, servira d'erreur sur les valeurs de gain.

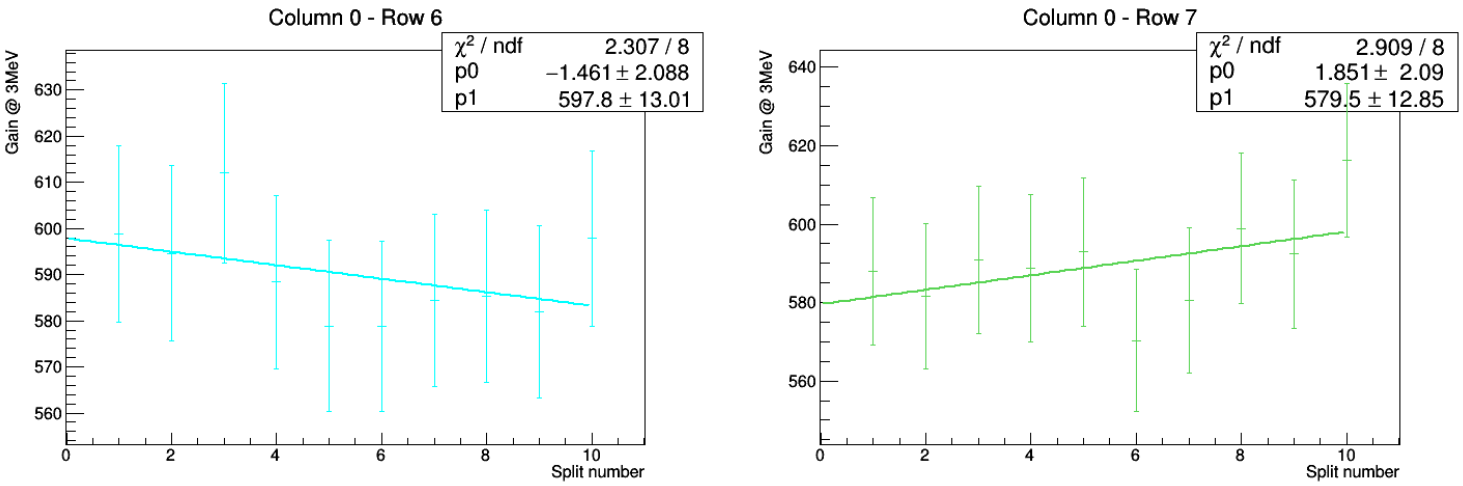


— a — — b —

FIGURE 4.27 – Distribution du ratio des valeurs de gains entre les périodes de temps N=1 et N=2 qui correspondent aux deux premiers pas de temps de 39 minutes (a) et largeur (sigma) (b) des distributions des ratios des valeurs de gain en fonction de la période de temps N de 39 minutes.

Afin de suivre individuellement l'évolution du gain des modules optiques, les courbes d'évolution de la valeur d'amplitude de référence de chaque module ont été produites et deux exemples sont montrés figures 4.28-a et 4.28-b. Ces courbes sont ajustées par un polynôme

d'ordre 1 qui décrit la variation du gain d'un module au cours du temps. Elles pourront permettre un suivi individuel et en temps réel du gain des modules. En effet, il sera possible d'établir des alertes sur des comportements erratiques selon des critères sur l'écart des points à l'ajustement qui montre une variation brusque du gain du module ou sur la pente du polynôme qui, si elle n'est pas nulle, dénote une variation du gain au cours du temps.



— a — — b —

FIGURE 4.28 – Courbes d'évolution de la valeur d'amplitude de référence (traduisant les variations de gain) de deux modules optiques en fonction de la période de temps N qui correspond à une durée de 39 minutes.

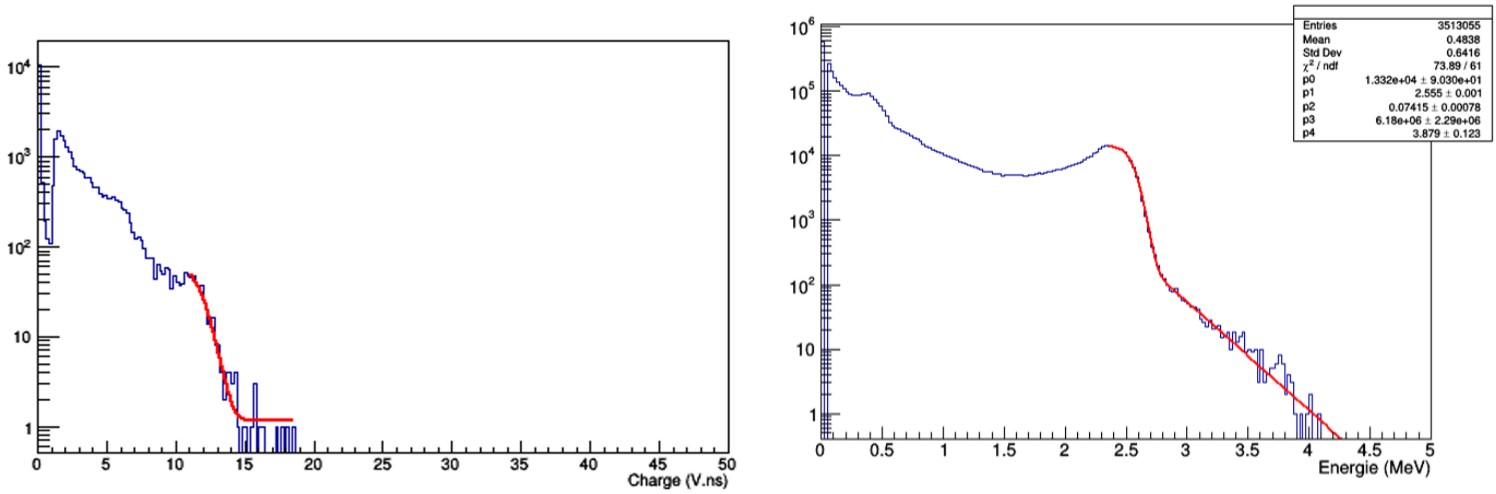
4.4 Étalonnage en énergie

Les sources de bismuth installées dans le détecteur permettront un étalonnage absolu en énergie précis. Toutefois, tant que le trajectographe n'est pas opérationnel, il ne sera pas possible de les utiliser dans ce but. Il a donc été proposé de développer une méthode d'étalonnage temporaire basée sur les spectres de bruits de fond. Cet étalonnage permet de mener d'ores et déjà des études de bruit de fond ambiant, notamment à haute énergie. Il est aussi utilisé pour des mesures temporelles réalisées avec une source de cobalt 60 pour lesquelles la statistique n'était pas suffisante pour réaliser un auto-étalonnage en énergie.

4.4.1 Méthode d'étalonnage

L'étalonnage en énergie se base sur l'utilisation du front Compton du ^{208}Tl comme référence. La figure 4.29-a montre un spectre en charge d'un module optique, calculée selon la procédure d'intégration des impulsions décrite dans la section 4.2 et ajusté par la fonction erreur (4.5). Cette fonction permet d'obtenir une valeur de référence *en charge*, donnée par le paramètre μ, qui nous servira à convertir les spectres en charge en spectres en énergie. Afin d'obtenir une équivalence en énergie de ce paramètre, la même fonction est appliquée sur un spectre de ^{208}Tl simulé, dont le résultat donne $\mu = 2{,}55\,\text{MeV}$ (figure 4.29-b).

La figure 4.30 présente les spectres étalonnés en énergie de tous les modules optiques d'un mur principal. Une coupure en énergie au-dessus de 1,2 MeV a été appliquée pour supprimer les effets de seuils de déclenchement très variables d'un module à l'autre compte tenu de la disparité des gains. On remarque que la partie des spectres en énergie correspondant au front Compton du ^{208}Tl (autour de 2,5 MeV) est, comme attendu, bien alignée pour tous les modules.



— a — — b —

FIGURE 4.29 – Spectre en charge d'un module optique ajusté par la fonction erreur (4.5) (a) et spectre en énergie de thallium 208 simulé ajusté par la même fonction.

Nous observons en revanche une différence importante entre modules optiques pour les taux de comptage au-dessus de cette énergie, qui traduit le temps mort moins élevé des modules non appariés ainsi que la différence de résolution en énergie entre les modules 5" ($\approx 12\,\%$ FWHM) et 8" ($\approx 8\,\%$ FWHM). Les modules 5" sont répartis tous les 13 canaux de l'axe X (le numéro du module est calculé selon sa position sur le mur du calorimètre en sommant les colonnes les unes après les autres). Notons enfin la présence du front Compton du ^{40}K autour de 1,4 MeV également bien aligné entre tous les modules.

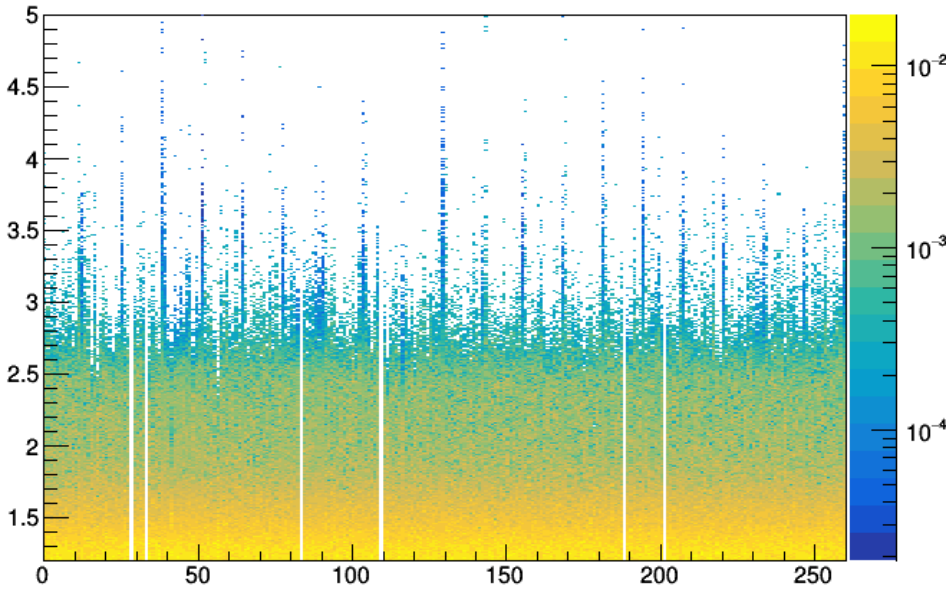
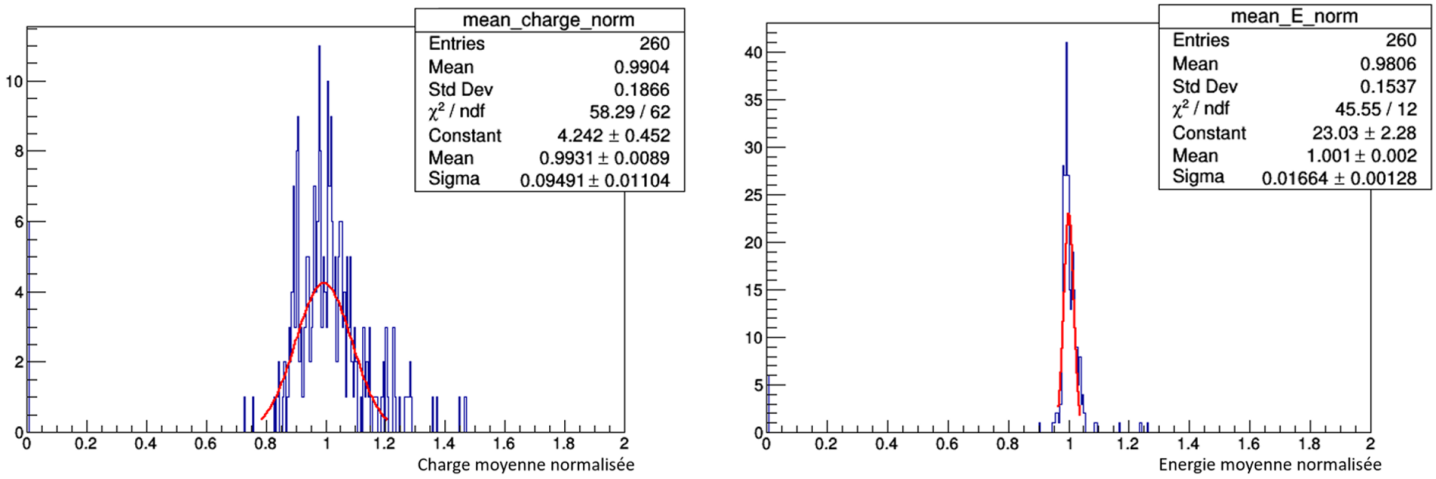


FIGURE 4.30 – Spectres en énergie des modules optiques selon leur numéro d'identification. L'axe Z coloré donne le nombre d'événements dans chaque canal en énergie normalisé au nombre d'évènements total dans chaque spectre.

Les distributions des valeurs moyennes des spectres en charge et en énergie de tous les modules optiques (du mur du calorimètre étudié) sont présentées respectivement figures 4.31-a

et 4.31-b. Ces distributions sont normalisées à la moyenne de chaque distribution. Elles sont ajustées par une gaussienne qui montre que la largeur de la distribution en énergie (3,9 % FWHM) est grandement réduite comparée à ce qu'elle était en charge (22,5 % FWHM), ce qui montre l'amélioration de l'alignement des spectres après étalonnage en énergie.



— a — — b —

FIGURE 4.31 – Distributions normalisées des moyennes des spectres en charge (a) et en énergie (b) de tous les modules optiques d'un des deux murs de calorimètre, ajustées par une gaussienne.

4.4.2 Validation de l'étalonnage

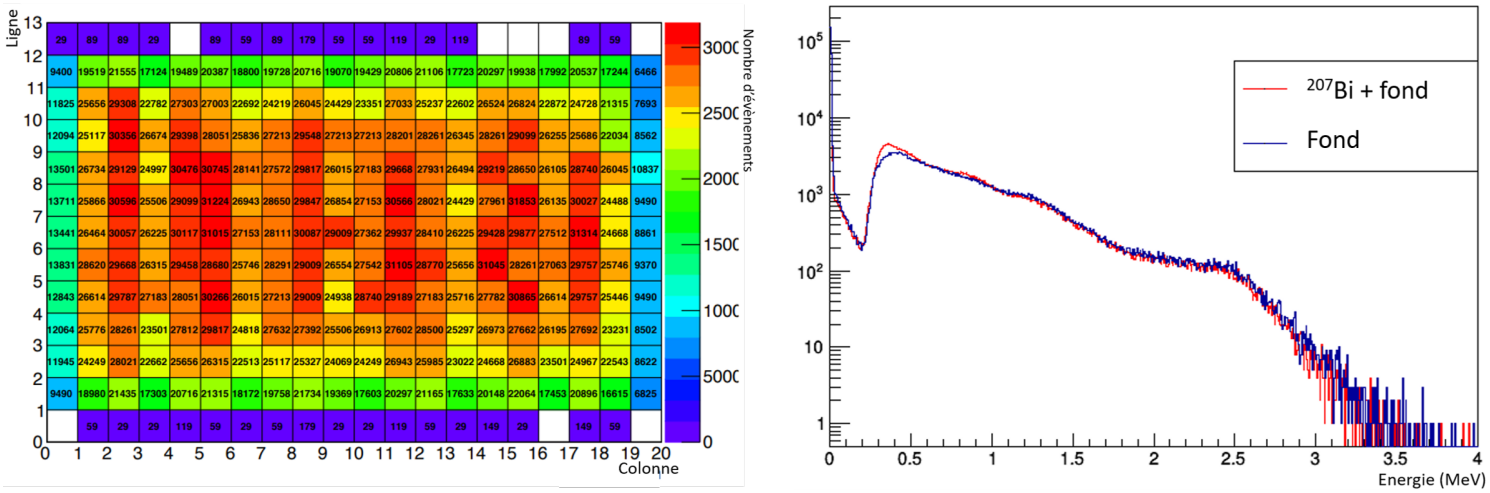
Spectre du ^{207}Bi

Pour valider cet étalonnage en énergie, nous avons déployé les sources d'étalonnage de ^{207}Bi (de très faibles activités, environ 300 Bq) puis tenté d'extraire leur signal parmi les données de bruit de fond importantes sans la présence du blindage et sans sélection possible sur la reconstruction des traces des électrons. Pour pouvoir faire émerger ce signal, nous avons identifié les modules les plus éclairés par les sources de ^{207}Bi à partir de la figure 4.32-a obtenue à l'aide de simulations. Ces modules apparaissent en rouge foncé. Nous comparons ensuite le spectre expérimental moyenné pour l'ensemble de ces modules très éclairés avec celui obtenu pour les modules très faiblement illuminés (correspondant aux modules en bleu sur la figure 4.32-a). Ces spectres expérimentaux sont présentés sur la figure 4.32-b.

La soustraction des deux spectres nous permet d'obtenir le spectre en énergie du ^{207}Bi mesuré avec le démonstrateur (figure 4.33-a) qui peut être comparé à celui attendu par la simulation (figure 4.33-b). Malgré le manque de statistique, le spectre expérimental permet d'identifier les pics caractéristiques du ^{207}Bi avec un pic à basse énergie déformé par la présence du seuil de déclenchement de l'acquisition autour de 300 keV.

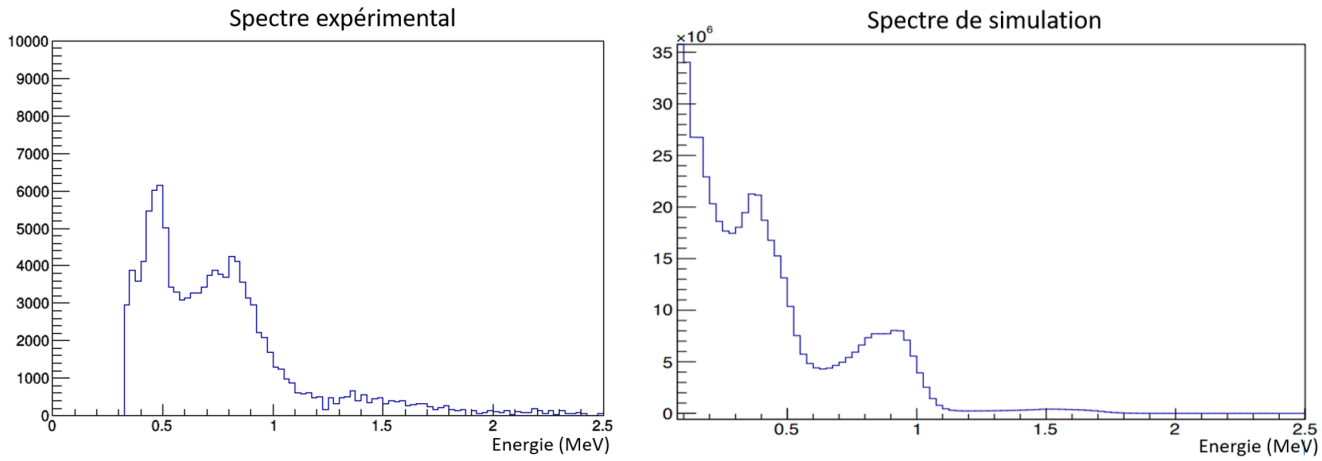
Spectre du ^{60}Co

Des données ont également été prises en présence d'une source de ^{60}Co pour étudier les réponses en temps des modules optiques. Ces données ont été étalonnées en énergie à l'aide des facteurs d'étalonnage obtenus précédemment et un exemple de spectre en énergie obtenu est présenté figure 4.34. Nous observons une bosse dans le spectre entre 0,5 et 1,5 MeV caractéristique de la superposition des pics en énergie liés à l'interaction des photons gamma du ^{60}Co de 1,17 MeV et 1,33 MeV, élargis par la résolution en énergie du module considéré.



— a — — b —

FIGURE 4.32 – Cartographie du nombre d'évènements de ^{207}Bi détectés par les modules optiques à partir de données simulées (a) et spectres expérimentaux obtenus en considérant les modules peu illuminés (en bleu) et les modules très illuminés par les sources ^{207}Bi (en rouge) (b).



— a — — b —

FIGURE 4.33 – Spectres en énergie de ^{207}Bi obtenus à partir de données expérimentales (a) et simulées (b). Une coupure en énergie de 320 keV tenant compte du seuil de déclenchement est appliquée au spectre expérimental.

L'étalonnage appliqué à l'ensemble des modules optiques est présenté figure 4.35. Pour ce jeu de données, la source a été placée au centre d'un des murs principaux du calorimètre. Nous constatons un excès d'évènements dans les spectres des modules en face de cette position aux énergies comprises entre 0,5 et 1,5 MeV. Cet excès aligné pour tous les modules confirme la validité de l'étalonnage en énergie.

Malgré la simplicité de la méthode utilisée, ce premier étalonnage en énergie à permis la première mise en évidence d'un spectre de ^{207}Bi provenant des sources d'étalonnage installées dans le détecteur. Il aura aussi profité à plusieurs membres de la collaboration pour mener des études sur la résolution en temps du calorimètre à l'aide de la source de cobalt ou sur l'étude des évènements à très haute énergie par exemple.

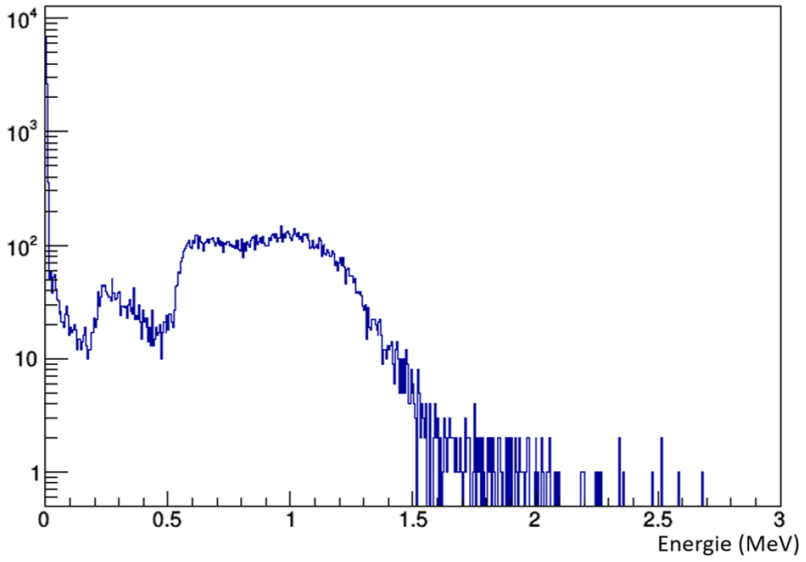


FIGURE 4.34 – Spectre en énergie d'un module optique en présence d'une source de ^{60}Co.

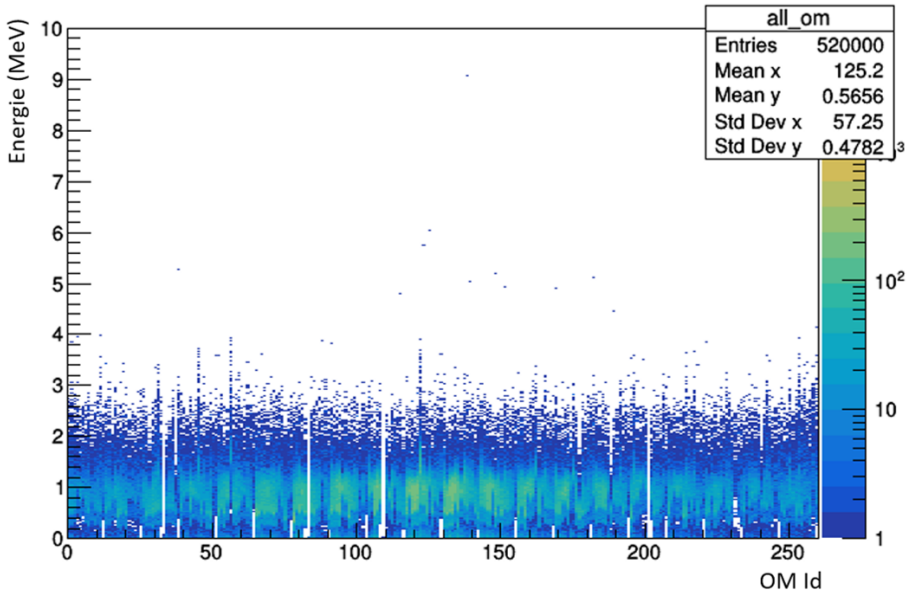


FIGURE 4.35 – Spectres en énergie des modules optiques d'un des deux murs principaux du calorimètre selon leur numéro d'identification en présence de la source de ^{60}Co

4.4.3 Validation du modèle optique

Lors des premiers développements des facteurs de corrections optiques réalisés dans le cadre de la thèse de Arnaud Huber [7], des mesures de spectres de ^{207}Bi ont été réalisées avec un module optique 8" (sur un banc de test dédié au CENBG). Ces mesures ont déjà permis une première validation du modèle optique proposé. Nous avons voulu poursuivre cette validation à partir des données fournies par le démonstrateur en présence de la source de ^{60}Co.

La figure 4.36 montre le spectre en énergie expérimental du ^{60}Co (noir) pour un module optique 8" d'un mur principal situé à proximité directe de la source et corrigé du bruit de fond (vert). Sur cette même figure sont visibles les spectres en énergie simulés du ^{60}Co avec (rouge) et sans (bleu) application des corrections en énergie. Nous remarquons que les données

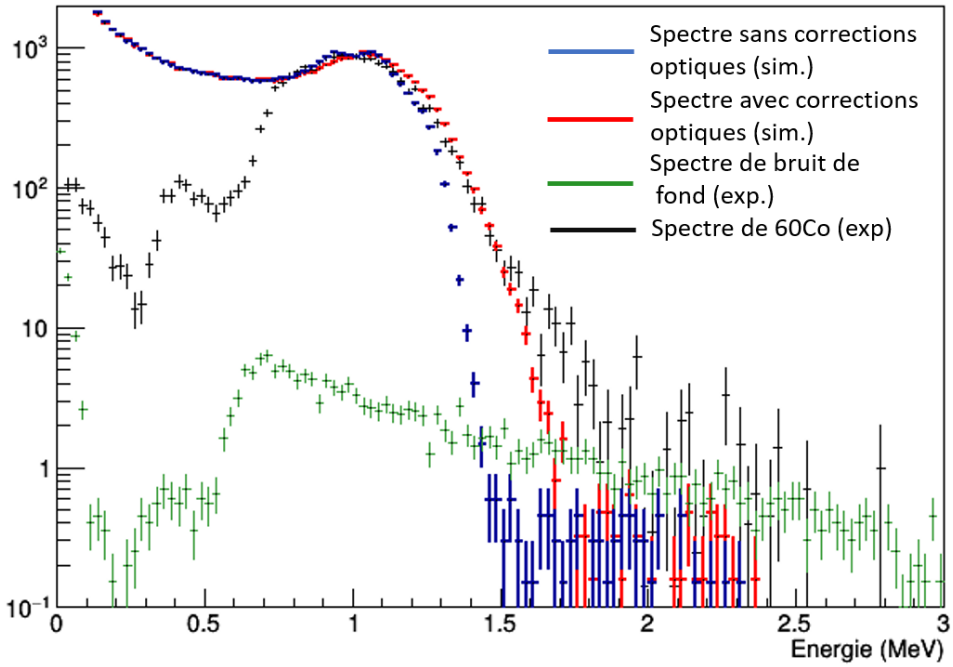


FIGURE 4.36 – Comparaison des spectres de ^{60}Co expérimentaux (en noir), de bruit de fond (en vert) et simulés avec (en rouge) et sans (en bleu) l'application des corrections optiques pour un module optique 8" d'un mur principal fortement illuminé par la source.

simulées avec application des corrections reproduisent très bien les données expérimentales, ce qui n'est pas le cas des données de simulation sans application des corrections. Cela se voit particulièrement sur la partie à plus haute énergie du spectre, qui se retrouve élargie. Cet élargissement s'explique par l'interaction des photons gamma de la source de ^{60}Co qui peut avoir lieu plus en profondeur dans le scintillateur, correspondant à un facteur de correction géométrique plus grand que 1.
Les données de ^{60}Co prises lors de cette campagne de mesures ne permettent pas de valider le modèle optique pour toutes les géométries de modules optiques. En effet, la statistique était insuffisante pour les modules 5" des murs principaux et les modules XWall et GVeto étaient encore en cours de caractérisation au moment de la prise de données. De nouvelles données seront enregistrées prochainement pour évaluer l'effet des corrections optiques pour ces modules optiques.

L'ensemble des données de caractérisation du calorimètre a permis de comprendre la réponse de l'instrument à travers de nombreuses études (forme des signaux, études de spectres en amplitude, en charge et en énergie, études de la réponse temporelle, ...). Cette phase de caractérisation est toujours en cours et se poursuit notamment avec :

— la prise de données en présence d'une source d'américium-béryllium émettrice de neutrons pour valider le modèle Monte-Carlo de capture neutronique sur les différentes parties métalliques du détecteur ;

— la caractérisation du système d'injection de lumière ;

— l'acquisition de données de bruit de fond avec l'ensemble du calorimètre sur une période longue pour un nouvel étalonnage en énergie plus précis après égalisation des gains et une étude du bruit de fond gamma environnant.

Très prochainement, le trajectographe sera également mis en fonctionnement. Cela permettra de prendre des données conjointes avec le calorimètre afin de caractériser la réponse complète du détecteur. Ces données permettront de séparer les évènements gamma des évènements

électron dont la trajectoire donnera aussi accès aux points d'interaction sur la face avant des scintillateurs. Ces informations permettront de tester avec beaucoup plus de précisions encore les corrections optiques, différentes selon le type de particules et leur lieu d'interaction.

Chapitre 5

Études de sensibilité du démonstrateur de SuperNEMO

Sommaire

5.1 Simulation et analyse de SuperNEMO 126

5.1.1 Simulation des évènements 126

5.1.2 Reconstruction des évènements 127

5.1.3 Module d'étalonnage en énergie du calorimètre 129

5.2 Études de sensibilité du démonstrateur sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{82}Se, du ^{96}Zr et du ^{150}Nd 129

5.2.1 Sélection des évènements 131

5.2.2 Sélection de la région d'intérêt en énergie 134

5.2.3 Sensibilité du démonstrateur à la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{82}Se 134

5.2.4 Sensibilité du démonstrateur à la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{96}Zr 137

5.2.5 Sensibilité du démonstrateur à la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{150}Nd 139

5.2.6 Comparaison des sensibilités sur la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{82}Se, ^{96}Zr et ^{150}Nd 141

5.3 Étude de la sensibilité du démonstrateur à la demi-vie de la décroissance $\beta\beta2\nu$ du ^{82}Se vers l'état excité 2_2^+ du ^{82}Kr 142

5.3.1 Sélections préliminaires 143

5.3.2 Optimisation des sélections 147

La collaboration SuperNEMO a développé son propre outil de simulation nommé Falaise. Ce chapitre débutera avec une présentation de l'environnement logiciel de la simulation de SuperNEMO. Une seconde partie sera ensuite consacrée aux études de sensibilité du démonstrateur en fonction de l'isotope émetteur $\beta\beta$. Enfin, l'impact des corrections optiques développées dans le chapitre 3 sur la sensibilité du démonstrateur à la décroissance double bêta avec émission de neutrinos du ^{82}Se vers l'état excité 2_+^2 de son noyau fils clôturera ce chapitre. Aucune évaluation de l'impact des corrections en énergie n'a a ce jour été réalisée sur la sensibilité du démonstrateur à un signal comportant à la fois des électrons et des photons gamma, or il a été montré (chapitre 3.3) que ces corrections impactaient particulièrement les dépôts d'énergie des rayonnements gamma qui créent des électrons Compton de basse énergie (sensibles à l'effet Birks) et interagissent dans tout le volume des scintillateurs (corrections géométriques importantes).

5.1 Simulation et analyse de SuperNEMO

La simulation de SuperNEMO repose sur trois niveaux pour gérer au mieux les différents logiciels, bibliothèques, classes et méthodes utilisés. Les deux premiers niveaux qui portent les noms de Brew (anciennement Cadfael) et Bayeux, bien que développés pour SuperNEMO, profitent aussi à d'autres expériences. Le dernier niveau nommé Falaise est un outil propre à la collaboration puisqu'il permet de modéliser le démonstrateur de SuperNEMO.

Brew [1], est un agrégateur de logiciels qui compile divers outils de simulation et d'analyse (tels que GEANT4, ROOT et Xerses-C++) qui servent de base à l'installation des niveaux suivants. Brew permet donc de s'affranchir de problèmes de version que pourraient rencontrer les utilisateurs.
Bayeux [2] s'appuie sur les logiciels fournis par Brew pour proposer de nombreuses bibliothèques dédiées à la physique des particules. Elles proposent notamment des outils génériques de modélisation de géométrie, de définition de matériaux, de génération de décroissances radioactives, d'analyse de données, etc.
Falaise [3] constitue le dernier niveau qui est propre à la collaboration SuperNEMO et regroupe les définitions de la géométrie, la physique, les formats de données, ainsi que les chaînes de traitement des données (étalonnage, reconstruction et analyse) du démonstrateur.
Le tableau 5.1 récapitule les différentes fonctionnalités de ces trois outils (Brew, Bayeux et Falaise).

Brew	**Agrégateur de lociciels génériques :** GEANT4, ROOT, CLHEP, Boost, Xerxes-C++, Gnuplot.
Bayeux	**Compilateur de bibliothèques et classes C++ :** - geomtools : outil générique de définition de géométrie ; - mctools : utilitaire basé sur GEANT4 pour la simulation d'évènements ; - datatools : utilitaire de sauvegarde de structures de données ; - materials : définitions des isotopes, éléments et matériaux ; - genvtx : générateur de vertex primaires pour les simulations ; - genbb : générateur d'évènements (dont décroissances double bêta).
Falaise	**Logiciel de simulation de l'expérience SuperNEMO** - définition de la simulation (géométrie, particules, interactions, etc.) ; - visualisation d'évènements ; - format des données ; - chaîne de modules d'analyses génériques ; - reconstructions spécifiques d'évènements (traces, détection).

TABLE 5.1 – Environnement logiciel de simulation de SuperNEMO : Brew, Bayeux et Falaise.

5.1.1 Simulation des évènements

La simulation d'évènements dans SuperNEMO est faite grâce à l'outil FlSimulate de Falaise basé sur GEANT4 qui modélise la propagation de particules dans le détecteur. Les bibliothèques *genvtx* et *genbb* de Bayeux permettent de simuler les processus de décroissance de nombreux isotopes radioactifs ($\beta\beta$, β simple, γ, ...) depuis n'importe quel volume de la géométrie du détecteur définie dans Falaise. Il est donc possible de simuler des évènements de décroissances

1. https ://github.com/SuperNEMO-DBD/brew
2. https ://github.com/BxCppDev/Bayeux
3. https ://github.com/SuperNEMO-DBD/Falaise

$\beta\beta0\nu$ et $\beta\beta2\nu$ depuis les feuilles sources ou les contaminations radioactives en ^{208}Tl et ^{214}Bi dans ces feuilles, mais également de simuler le bruit de fond radon dans la chambre à fils du trajectographe ou encore les contaminations des modules optiques et le bruit de fond neutron provenant de l'extérieur du détecteur.

Une première banque de données est créée à la fin de la simulation, la banque "Simulated Data" (SD), qui contient toutes les informations des évènements simulés (particules émises, énergies, temps, positions, ...), ainsi qu'une collection de "hit" dans les volumes sensibles du détecteur (scintillateur du calorimètre et gaz du trajectographe).

5.1.2 Reconstruction des évènements

Les évènements contenus dans le fichier de données simulées doivent ensuite être reconstruits avec les mêmes outils que ceux qui seront utilisés pour l'analyse des données réelles. La reconstruction est assurée par l'outil FlReconstruct de Falaise qui applique une chaîne de modules de reconstruction à la banque SD pour produire de nouvelles données telles que les traces reconstruites ou les énergies et les temps de vols mesurés. Un exemple d'évènement $\beta\beta2\nu$ avec émissions de photons gamma reconstruit est présenté figure 5.1. Les corrections en énergie présentées dans le chapitre 3 feront l'objet d'un module (en cours d'approbation finale) dans cette partie de Falaise.

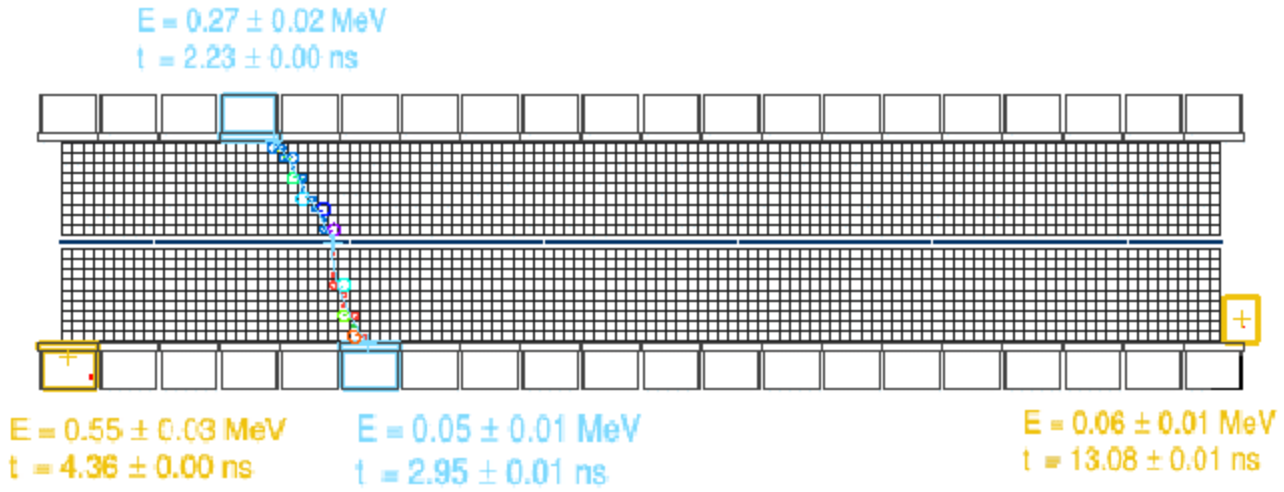


FIGURE 5.1 – Visualisation d'un évènement $\beta\beta2\nu$ reconstruit avec émission de deux photons gamma dans Falaise. Les électrons (bleu) et les photons gamma (jaune) sont émis de la feuille source puis vont déposer leur énergie dans les modules optiques du calorimètre.

Modules standards de reconstruction

La chaine de modules servant à reconstruire les évènements simulés contient les modules suivants :

— **CalibrateTracker** : ce premier module permet de reproduire la réponse du trajectographe au passage d'une particule en tenant compte des résolutions spatiales (radiales et longitudinales) des cellules. Pour cela, il s'appuie sur la mesure expérimentale des temps de dérive des électrons secondaires (et la résolution associée) ainsi que sur les temps (et erreurs) de la propagation longitudinale du plasma. Ce module crée aussi une nouvelle banque de données appelée "Calibrated Data" (CD).

— **CalibrateCalorimeters** : après leur propagation dans le trajectographe, les particules vont interagir dans les modules optiques du calorimètre où elles vont déposer leur énergie. Ce module complète les données de la banque CD en mesurant l'énergie et le temps de vol des particules et en appliquant la résolution en énergie et en temps des modules optiques. La résolution en énergie des modules optiques du calorimètre principal (MWall) appliquée est de 8 % FWHM à 1 MeV, celles des modules optiques du calorimètre secondaire (XWall) est de 12 % FWHM à 1 MeV et celle des modules optiques du calorimètre tertiaire (GVeto) est de 15 % FWHM à 1 MeV.

— **CellularAutomatonTracker (CAT)** : ce module permet de regrouper (clusterizer) les cellules du trajectographe qui ont été déclenchées et produit la banque de données "Tracker Clusterizer Data" (TCD). Il trie les cellules selon leur temps de déclenchement. Si ce dernier est inférieur à 13 μs à partir du temps d'émission de la particule, la cellule est considérée comme prompte. Enfin, les cellules sont regroupées selon leur proximité dans le détecteur.

— **TrackFit** : ce module se base sur les clusters de cellules formés par le module CAT pour reconstruire la trace des particules. Deux ajustements sont faits sur ces groupes de cellules : un ajustement par une droite qui ne nécessite que deux paramètres libres en l'absence de champ magnétique et un ajustement par une hélice à cinq paramètres libres si le champ est présent. Le meilleur ajustement est conservé dans la banque "Tracker Trajectory Data" (TTD).

— **ChargedParticleTracker** : la banque TTD vient alimenter ce module qui définit la charge d'une particule en fonction de la courbure de la trace reconstruite. Par définition, une courbure négative désigne une particule de charge négative ; une courbure positive correspond à une particule de charge positive. Ce module permet également de reconstruire les vertex d'émission et de détection des particules en extrapolant la trace sur la source et sur le calorimètre. Il génère une nouvelle banque de données : la banque "Particle Track Data" (PTD).

— **GammaClusterizer** : ce dernier module est dédié à la reconstruction de photons gamma. Il associe un ou plusieurs module(s) optique(s) ayant déclenché(s) et non associé(s) à une trace reconstruite dans le trajectographe à un ou plusieurs photon(s) gamma en se basant sur le temps de vol du ou des photon(s). Si le temps de vol entre deux modules optiques est compatible avec la propagation d'un photon, alors l'ensemble des modules ayant été déclenchés sont regroupés et l'information est enregistrée dans la banque PTD comme étant plusieurs interactions d'un même photon.

Modules additionnels

A ces modules de base qui doivent être systématiquement présents dans la chaine de reconstruction peuvent s'ajouter des modules facultatifs destinés à améliorer la reconstruction (prise en compte des caractéristiques réelles du détecteur, meilleure identification des particules, ...). Il y a actuellement trois modules complémentaires :

— **Alpha Finder** : ce module est optimisé pour la reconstruction d'évènements $1e1\alpha$ caractérisés par une trace longue associée à un compteur ayant déclenché (électron) et une trace courte (alpha). Il se base sur la reconstruction conjointes de quelques cellules retardées (alpha) associées à des cellules promptes (électron) pour isoler les signaux BiPo issus des décroissances du ^{214}Bi.

— **Gamma Tracking** : ce module améliore, par rapport au module "GammaClusterizer", l'identification des rayonnements gamma en recherchant la trajectoire et le nombre de photons les plus probables dans l'évènement. Pour cela, il se base sur les différences

de temps de déclenchement des modules optiques non associés à une trace afin de calculer des hypothèses de temps de vol. Il s'agit d'une version plus aboutie du module GammaClusterizer et qui est aujourd'hui encore en développement [123].

— **Digitization** : les impulsions délivrées par les modules optiques sont discrétisées (digitisées) par l'électronique (chapitre 2.8). Pour en tenir compte et pouvoir rechercher des effets fins sur les analyses (temps de déclenchement par exemple), un module est en cours de développement pour "fabriquer" une impulsion digitisée suite au déclenchement d'un module optique à l'image de celles délivrées par le détecteur.

Cette liste présente les modules officiels de la collaboration. Chaque utilisateur peut bien entendu écrire son propre module dédié à la récupération d'informations particulières selon un format choisi propre à son analyse et à l'exploitation souhaitée. Le module dédié à l'application des corrections optiques à partir de la fonction polynomiale tri-dimensionnelle présentée dans le chapitre 3.3.1 est décrit dans la suite de cette section. Il est en cours d'intégration aux modules officiels.

5.1.3 Module d'étalonnage en énergie du calorimètre

Un nouveau module d'étalonnage "CorrectionCalorimeters" en énergie du calorimètre a été initié dans le cadre de la thèse d'Arnaud Huber [7] puis amélioré au cours de ces trois dernières années. Il est basé sur le module "CalibrateCalorimeters" auquel s'ajoutent diverses fonctionnalités qui sont appliquées aux données simulées :

— il applique les résolutions en énergie individuelles des modules optiques mesurées lors de la phase de production au lieu d'une résolution uniforme pour tous les compteurs. Si nécessaire, des mises à jour seront faites pour implémenter les résolutions qui seront mesurées au cours de la prise de données du démonstrateur à l'aide des étalonnages ^{207}Bi.

— les corrections en énergie (géométriques, Birks, Cerenkov) présentées dans le chapitre 3.3 sont implémentées. La correction totale appliquée à un dépôt d'énergie en (X,Y,Z) est calculée à partir de la fonction polynomiale tri-dimensionnelle P(X,Y,Z) qui tient compte des effets géométriques et à partir de la courbe paramétrisée des corrections Birks-Cerenkov (figure 3.31-b). Chaque dépôt d'énergie simulé ($E_{déposée}$) est corrigé des effets Birks et Cerenkov et du facteur de correction géométrique correspondant à la position de l'interaction pour donner l'énergie mesurée ou énergie visible ($E_{visible}$). La résolution en énergie du compteur est ensuite appliquée sur cette énergie.

La banque de données PTD est mise à jour avec ces nouvelles informations, permettant ainsi d'avoir accès aux valeurs d'énergie $E_{déposée}$ et $E_{visible}$ qui correspondent aux valeurs d'énergie sans et avec corrections optiques.

Ce module sera utilisé dans la suite de ce chapitre pour étudier l'impact des corrections optiques sur la sensibilité attendue du détecteur à la décroissance du ^{82}Se vers les états excités de son noyau fils, le ^{82}Kr.

5.2 Études de sensibilité du démonstrateur sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{82}Se, du ^{96}Zr et du ^{150}Nd

Puisque le détecteur offre la possibilité de changer l'isotope étudié en remplaçant les feuilles sources, il est intéressant de comparer sa sensibilité sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ et sur la masse effective de Majorana $m_{\beta\beta}$ en fonction de l'isotope mis en place. Dans cette section seront présentées les études de sensibilité du démonstrateur à plusieurs isotopes d'intérêts : le sélénium 82 (^{82}Se) déjà présent dans le détecteur qui servira de référence, le zirconium 96 (^{96}Zr)

et le néodyme 150 (^{150}Nd), en présence d'un champ magnétique uniforme de 25 Gauss selon l'axe Z. Ces deux derniers isotopes possèdent en effet une énergie de réaction $Q_{\beta\beta}$ élevée au-delà de l'énergie disponible du ^{214}Bi et de récents développements sur les techniques d'enrichissement semblent prometteurs pour ces isotopes. Une partie de cette étude a été menée conjointement avec Cloé Girard-Carillo [121] qui présente dans son manuscrit de thèse les résultats de sensibilité du démonstrateur en présence et en l'absence de champ magnétique pour le ^{82}Se. A noter que pour ces études, les corrections optiques ne sont pas appliquées puisque le module de reconstruction "CorrectionCalorimeters" était encore en cours de développement. L'application de ces corrections ne devraient cependant pas modifier les conclusions obtenues, l'objectif étant de rechercher un apport majeur d'un des isotopes sur la sensibilité de l'expérience.

La sensibilité sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ sera exprimée en terme de limite selon la formule :

$$T_{1/2}^{0\nu} > \frac{ln(2) \times N_A \times \epsilon \times m \times t}{A \times N_{bdf}} \tag{5.1}$$

où N_A est la constante d'Avogadro, ϵ est l'efficacité de sélection des évènements $\beta\beta0\nu$, m est la masse d'isotope utilisée pendant le temps t que dure l'expérience, A est la masse molaire de l'isotope étudié et N_{bdf} correspond au nombre d'évènements de signal exclus. Ce dernier terme dépend du bruit de fond et il sera calculé à partir de la statistique de Feldmann-Cousins qui donnera une valeur de N_{bdf} avec un indice de confiance de 90 % [124]. Le produit $m \times t$ exprime l'exposition totale du détecteur. Dans le cas du démonstrateur de SuperNEMO, nous considérerons une exposition totale de 17,5 kg.an (soit un peu plus de 2,5 ans de prises de données avec 6,11 kg de ^{82}Se). Pour comparer les différents isotopes, nous garderons des dimensions des feuilles sources identiques ainsi que des niveaux de contaminations en thallium, bismuth et radon identiques. La fraction massique d'isotopes dans les feuilles dépendant de la méthode de fabrication sera basée sur celle réalisée pour les feuilles sources de NEMO3 (correspondant à une densité massique de 3,0 g/cm^3 pour le ^{82}Se, 2,6 g/cm^3 pour le ^{96}Zr et 3,0 g/cm^3 pour le ^{150}Nd).

Pour un isotope donné et une exposition fixée (A et $m \times t$ connus), seuls l'efficacité de sélection ϵ des évènements de décroissance $\beta\beta0\nu$ et le nombre d'évènements exclus N_{bdf} dépendant du bruit de fond restent à déterminer. Une partie de cette section sera consacrée à la présentation de la méthode utilisée pour calculer la valeur de ϵ. Le calcul du terme N_{bdf} nécessite de simuler les bruits de fond présents dans l'expérience. Seuls les contaminations internes des feuilles sources (cf chapitre 2.9) en ^{208}Tl et en ^{214}Bi, le radon présent dans le trajectographe et la décroissance $\beta\beta2\nu$ de l'isotope étudié seront simulés. La collaboration NEMO3 a en effet montré que ces bruits de fond étaient les plus importants dans l'expérience.
Pour les études réalisées, 10 millions d'évènements de chaque décroissance $\beta\beta0\nu$, $\beta\beta2\nu$ ($\approx$ 29 ans de prise de données du démonstrateur), ^{208}Tl ($\approx$ 25000 ans) et ^{214}Bi ($\approx$ 5000 ans) ont été simulés. Dix millions d'évènements $\beta\beta2\nu$ avec une énergie somme des électrons supérieure à 2 MeV ont aussi été simulés pour améliorer la statistique aux énergies proches de l'énergie de la réaction $Q_{\beta\beta}$. Enfin, 100 millions d'évènements de radon[4] ($\approx$ 830 ans) simulés dans tout le volume du trajectographe ont été utilisés. Le tableau 5.2 présente les caractéristiques du ^{82}Se, du ^{96}Zr et du ^{150}Nd qui vont influencer les résultats présentés par la suite.

La sensibilité sur la masse effective du neutrino sera donnée selon la formule 5.2 présentée

4. Simulation du ^{214}Bi descendant du radon dans la chambre du trajectographe et produisant une décroissance BiPo (cf chapitre 2.6.1).

Isotope	$Q_{\beta\beta}$ **(MeV)**	$T^{2\nu}_{1/2}$ **(×10^{18} ans)**	A **(g/mol)**	$G^{0\nu}$ **(×10^{-15} ans)**	$M^{0\nu}$
^{82}Se	2,995	93,9	82	10,16	[2,79 - 5,40]
^{96}Zr	3,350	23,5	96	20,58	[2,72 - 6,50]
^{150}Nd	3,367	9,11	150	63,03	[1,71 - 5,60]

TABLE 5.2 – Valeurs de $Q_{\beta\beta}$, $T^{2\nu}_{1/2}$, masse molaire, facteur d'espace de phase $G^{0\nu}$ et éléments de matrice nucléaire $M^{0\nu}$ des isotopes ^{82}Se, ^{96}Zr et ^{150}Nd.

dans le chapitre 1.4.2 :

$$\frac{1}{T^{0\nu}_{1/2}} = (g_A^{eff,0\nu})^4 G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) \left|M^{0\nu}\right|^2 \left|\frac{m_{\beta\beta}}{m_e}\right|^2 \tag{5.2}$$

où $T^{0\nu}_{1/2}$ est la demi-vie du processus $\beta\beta0\nu$, $g_A^{eff,0\nu}$ est la constante de couplage vectoriel-axial, $G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ est le facteur d'espace de phase qui dépend de l'énergie de la transition et du noyau, $M^{0\nu}$ est l'élément de matrice nucléaire correspondant à la décroissance, $m_{\beta\beta}$ est la masse effective de Majorana et m_e est la masse de l'électron. La valeur de g_A utilisée est fixée à 1,27.

5.2.1 Sélection des évènements

Des critères de sélections topologiques de base sont définis pour ne conserver que les évènements présentant une topologie à deux électrons (ee) caractéristique d'une émission $\beta\beta$:

— Deux modules optiques doivent avoir été déclenchés, l'un ayant franchi le seuil bas en énergie de 50 keV, l'autre le seuil haut en énergie de 150 keV.

— Seules deux traces sont reconstruites dans le trajectographe.

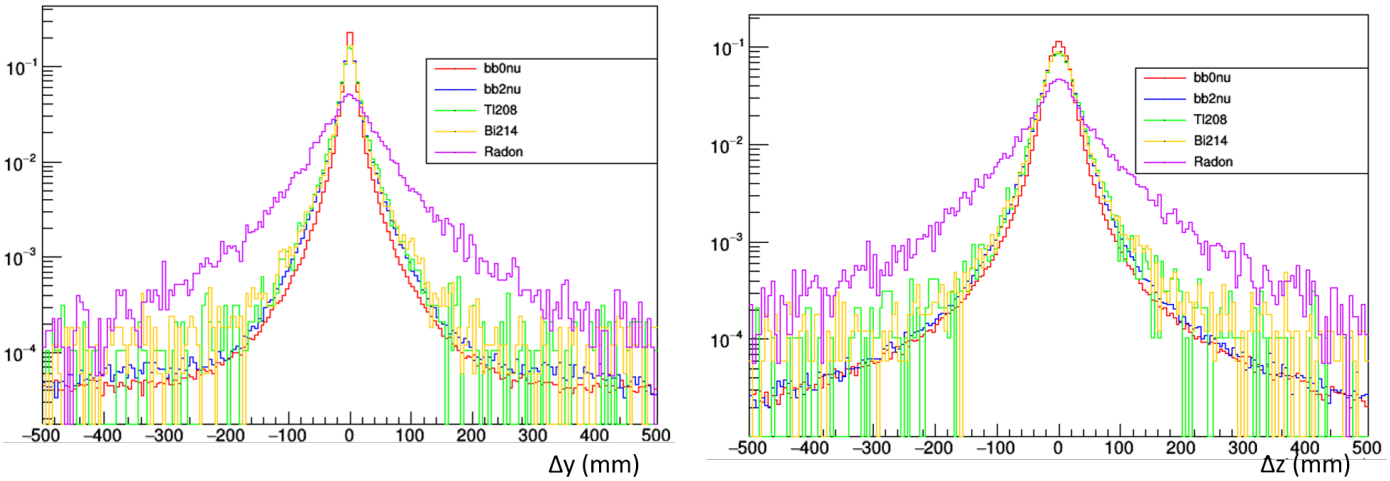
— Chaque trace reconstruite dans le trajectographe doit être associée à un module optique différent ayant déclenché.

— La courbure de ces traces doit être négative, pour correspondre à un électron.

— Chaque trace présente un vertex reconstruit sur la feuille source.

Il est possible d'appliquer des coupures supplémentaires qui doivent permettre une meilleure réjection des évènements de bruit de fond. Ces coupures sont décrites ci-dessous.

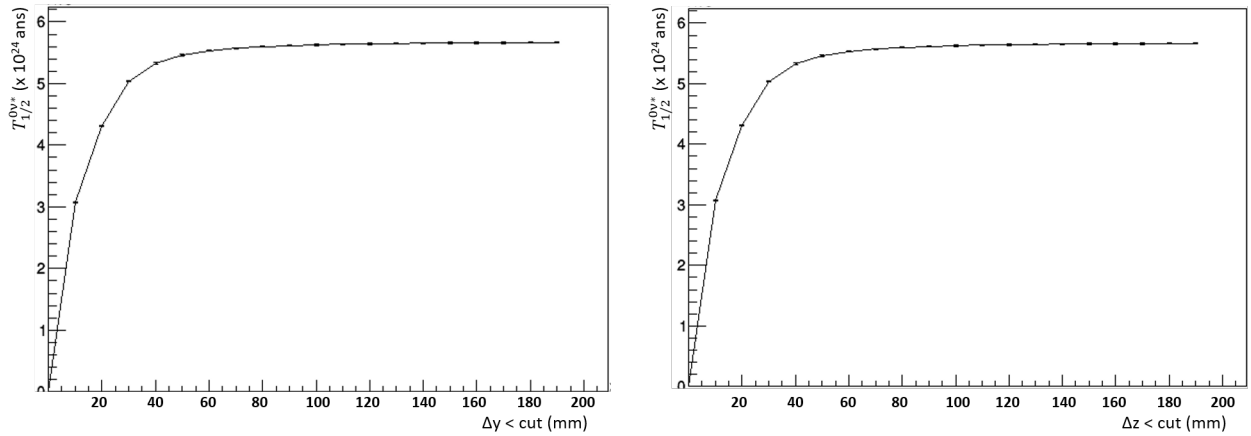
Écart sur les vertex reconstruits : l'écart entre les vertex reconstruits au niveau de la feuille source doit être suffisamment faible. En effet, les émissions double bêta sont caractérisées par l'émission de deux électrons d'un même noyau. Les évènements produits par les différents bruits de fond qui imitent ce type de décroissance peuvent quant à eux avoir un écart sur les vertex reconstruits plus grand. C'est le cas par exemple lors d'une double diffusion Compton dans la source, ou pour des évènements de radon (^{214}Bi dans la chambre du trajectographe) émis depuis la première rangée de fils pour lesquels l'ouverture angulaire est plus importante, ce qui se traduit par un écart entre les vertex reconstruits plus grand.
Afin de déterminer la meilleure coupure à appliquer pour rejeter un maximum d'évènements de bruit de fond tout en conservant les évènements de signal, les distributions des écarts sur les vertex reconstruits selon les axes Y (perpendiculaire au plan source) et Z (parallèle au plan source) pour le signal et les bruits de fond sont comparées et présentées sur les figures 5.2-a et 5.2-b dans le cas du ^{82}Se. Les distributions des différentes contributions sont très similaires pour les évènements issus des feuilles sources, légèrement plus élargies pour le ^{208}Tl et le ^{214}Bi pour lesquels les électrons ne proviennent pas du même vertex (cf chapitre 2.9). La distribution



— a — — b —

FIGURE 5.2 – Distributions des écarts entre les vertex reconstruits des évènements simulés de signal et des bruits de fond pour une source de ^{82}Se selon l'axe Y (a) et selon l'axe Z (b).

dans le cas du radon est quant à elle très élargie comparée à celle de la décroissance $\beta\beta0\nu$. Une coupure sur l'écart entre les vertex pourrait donc être très efficace pour rejeter les évènements liés à une contamination en radon. Les coupures selon les axes Y et Z sont optimisées en regardant leur impact sur la sensibilité sur la demi-vie du processus $\beta\beta0\nu$, comme illustré par les figures 5.3- a et 5.3- b pour le ^{82}Se.



— a — — b —

FIGURE 5.3 – Évolution de la sensibilité du démonstrateur sur la demi-vie du processus $\beta\beta0\nu$ en fonction de la coupure appliquée sur l'écart entre les vertex reconstruits des évènements simulés de signal et des bruits de fond pour une source de ^{82}Se selon l'axe Y (a) et selon l'axe Z (b).

On remarque alors que les coupures ne permettent finalement pas de gagner sur la sensibilité de la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$. En effet, pour ce calcul nous normalisons les nombres d'évènements aux activités attendues. Le bruit de fond est alors déjà suffisamment bas pour que les coupures appliquées aient un effet de réduction peu important par rapport à la perte qu'elles induisent sur l'efficacité du signal. A moins d'un bruit de fond beaucoup plus important, cette coupure n'est donc pas appliquée.

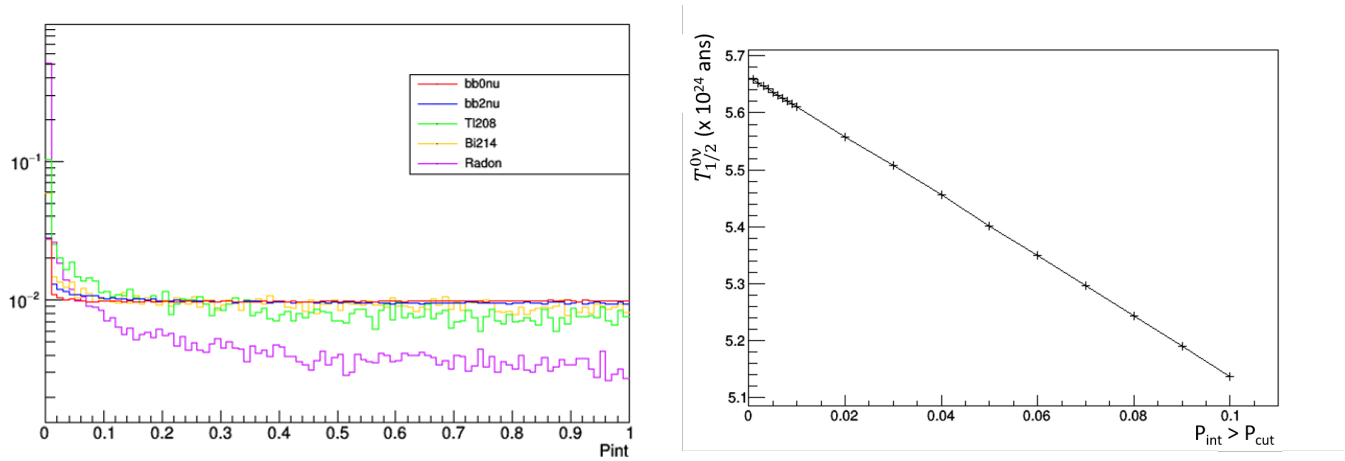
Temps de vol mesuré des particules : les évènements dont le temps de vol mesuré des particules n'est pas compatible avec le temps de vol théorique d'une émission simultanée depuis les feuilles sources seront rejetés. Cette coupure est exprimée en terme de probabilité (dite interne, notée P_{int}) qui permet de déterminer l'hypothèse cinématique la plus probable en tenant compte des diverses erreurs associées à la mesure des temps de vol (temps de déclenchement des modules optiques, longueur des traces reconstruites). Une valeur de χ^2 est d'abord calculée :

$$\chi^2_{int} = \frac{((t_1 - t_2) - (t_1^{th} - t_2^{th}))^2}{\sigma^2_{t_1} + \sigma^2_{t_2} + \sigma^2_{t_1^{th}} + \sigma^2_{t_2^{th}} + \sigma^2_{l_1} + \sigma^2_{l_2}} \tag{5.3}$$

où $t_{1,2}$ sont les temps mesurés par les deux modules optiques ayant été déclenchés, $t^{th}_{1,2}$ sont les temps théoriques calculés correspondants, $\sigma_{t_{1,2}}$ sont les erreurs sur la mesure des temps, $\sigma_{t^{th}_{1,2}}$ sont les erreurs sur les temps théoriques calculés et $\sigma_{l_{1,2}}$ sont les erreurs sur la longueur des traces reconstruites. Ce χ^2 est ensuite transcris en probabilité :

$$P_{int}(\chi^2_{int}) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)}} \int_{\chi^2_{int}}^{\infty} x^{-1/2} e^{-x/2} dx \tag{5.4}$$

Les distributions des probabilités internes des évènements relatifs au ^{82}Se sont présentées figure 5.4-a. La figure figure 5.4-b montre l'évolution de la sensibilité du démonstrateur sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{82}Se selon la coupure appliquée sur la probabilité interne. On constate que $T^{0\nu}_{1/2}$ diminue quand une coupure sur P_{int} est appliquée. La raison est la même que celle décrite dans le paragraphe précédent, c'est-à-dire qu'elle n'impacte pas le terme de bruit de fond tout en dégradant l'efficacité de sélection des évènements de signal. Cette coupure ne sera donc pas non plus appliquée par la suite [5].



— a — — b —

FIGURE 5.4 – Distributions des probabilités internes des évènements simulés de signal et des bruits de fond pour une source de ^{82}Se (a) et évolution de la sensibilité du démonstrateur en fonction de la coupure appliquée sur la probabilité interne de chaque évènement (b).

Le nombre d'évènements obtenus après application des coupures retenues (coupures topologiques de base définies au début de cette section) $N^{evt}_{sélectionnés}$ permet de calculer l'efficacité de sélection des évènements :

$$\epsilon = \frac{N^{evt}_{sélectionnés}}{N^{evt}_{simulés}} \tag{5.5}$$

5. La coupure sur la probabilité interne est plus adaptée à la réjection du bruit de fond externe, non pris en compte ici.

avec $N^{evt}_{simulés}$ le nombre total d'évènements simulés. Les efficacités sont utilisées pour calculer le nombre d'évènements de bruit de fond attendus :

$$N_{2\nu} = \frac{ln(2) \times N_A \times \epsilon_{2\nu} \times m \times t}{M \times T^{2\nu}_{1/2}} \tag{5.6}$$

$$N_{^{214}Bi} = A_{^{214}Bi} \times \epsilon_{^{214}Bi} \times m \times t \tag{5.7}$$

$$N_{^{208}Tl} = A_{^{208}Tl} \times \epsilon_{^{208}Tl} \times m \times t \tag{5.8}$$

$$N_{radon} = A_{radon} \times \epsilon_{radon} \times V \times t \tag{5.9}$$

où A_i représente l'activité et ϵ_i l'efficacité de sélection de l'isotope i. Nous utiliserons les valeurs d'activités nominales présentées dans le chapitre 2.6.1 qui sont de 10 μBq/kg pour le ^{214}Bi et de 2 μBq/kg pour le ^{208}Tl. Dans le cas du radon qui est un gaz, N_{radon} dépend du volume de gaz du détecteur V=15,3 m^3 et son activité est de 150 μBq/m^3. Les différentes valeurs N_i (nombre d'évènements sélectionnés de l'isotope i) et ϵ_i seront présentées plus bas après optimisation de la région d'intérêt en énergie.

5.2.2 Sélection de la région d'intérêt en énergie

Puisque le signal recherché est localisé dans une certaine région en énergie proche de l'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$, il est important de rechercher le signal dans une fenêtre en énergie $[E_{inf}; E_{sup}]$ appelée région d'intérêt (ROI, Region Of Interest) qui peut être optimisée pour maximiser la sensibilité. Cette optimisation se fait en 3 étapes :

1. Pour une région en énergie $[E_{inf}; E_{sup}]$ donnée, les efficacités de sélection sont calculées par intégration des spectres en énergie selon la formule

$$\epsilon_i(E_{inf}, E_{sup}) = \frac{1}{N^{ev}_{simulés}} \int_{E_{inf}}^{E_{sup}} \frac{dN}{dE} dE \tag{5.10}$$

2. Les efficacités calculées pour les bruits de fond sont ensuite réinjectées dans les formules (5.6) à (5.9) pour aboutir à une valeur du nombre d'évènements de bruit de fond dans la fenêtre $[E_{inf}; E_{sup}]$. Cela permet de calculer le nombre d'évènements exclus N_{bdf} pour cette ROI. La formule (5.10) permet également de calculer l'efficacité de sélection du signal $\beta\beta0\nu$ dans cette même fenêtre.
3. Une valeur de la sensibilité attendue dans la ROI est finalement calculée selon la formule (5.1). L'opération est répétée en faisant varier successivement E_{inf} et E_{sup}, conduisant ainsi à obtenir la meilleure valeur de sensibilité sur la demi-vie du signal $\beta\beta0\nu$ recherché.

5.2.3 Sensibilité du démonstrateur à la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{82}Se

Le premier isotope étudié est le ^{82}Se, isotope choisi par la collaboration pour le démonstrateur. Les corrections optiques ne sont pas appliquées.

La figure 5.5 montre les spectres en énergie somme des électrons sélectionnés après application de l'ensemble des coupures définies précédemment pour chaque contribution de bruit de fond et pour la décroissance $\beta\beta0\nu$. Les spectres de bruit de fond sont normalisés à leur niveau d'activité respective. Le spectre de décroissance $\beta\beta0\nu$ est normalisé à la valeur de sensibilité maximale obtenue.

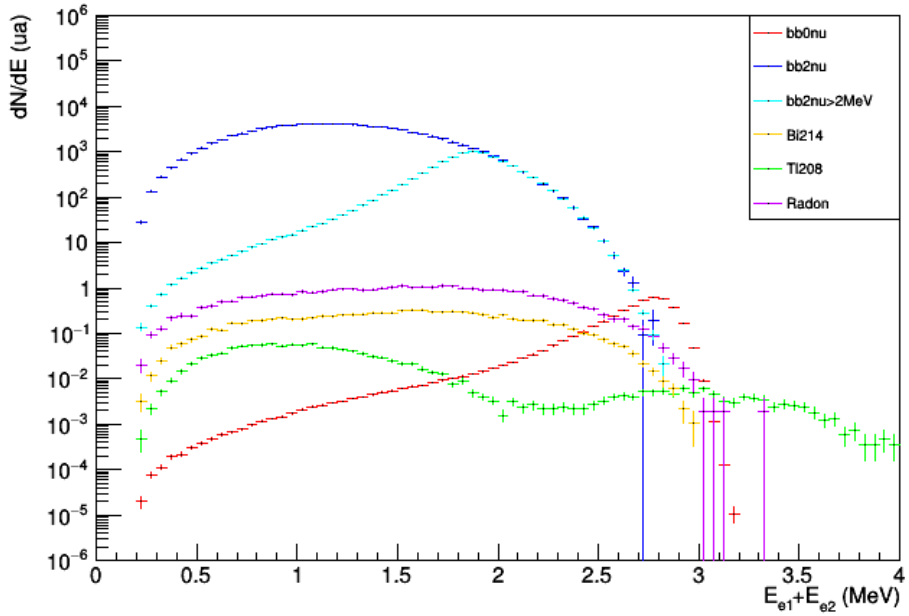


FIGURE 5.5 – Spectres en énergie somme des électrons des décroissances $\beta\beta$ du ^{82}Se et des bruits de fond normalisés à leur activité respective. Le spectre de décroissance $\beta\beta0\nu$ est normalisé à la valeur de sensibilité maximale obtenue.

Aucun évènement n'est observé en dessous de 200 keV, en raison des seuils en énergie de 50 keV (seuil bas) et 150 keV (seuil haut) appliqués pour le déclenchement de l'acquisition des évènements. Bien que la somme en énergie des électrons émis lors d'une décroissance $\beta\beta0\nu$ soit égale à $Q_{\beta\beta} = 2{,}99$ MeV, on constate que le spectre en énergie de cette décroissance (rouge) est continu jusqu'au seuil de déclenchement. Cela s'explique par les pertes d'énergie des électrons dans le détecteur (source, trajectographe). L'élargissement du spectre à haute énergie au delà de $Q_{\beta\beta}$ est quant à lui créé par la résolution en énergie des modules optiques. Le spectre en énergie $\beta\beta2\nu$ (bleu foncé) est comme attendu continu puisque les électrons partagent une partie de l'énergie disponible avec les neutrinos. Le spectre $\beta\beta2\nu$ dont les évènements ont été simulés avec une énergie supérieure à 2 MeV (bleu cyan) est normalisé pour coïncider avec le spectre $\beta\beta2\nu$ au delà de cette énergie. Les évènements existant en dessous de 2 MeV pour ce spectre bleu cyan sont dus aux pertes d'énergie des électrons dans le détecteur. Le spectre en énergie du thallium 208, émetteur $\beta\gamma$ de $Q_\beta \approx 5$ MeV caractérisé par l'émission d'un électron d'énergie $\leq 1{,}8$ MeV (dans 99,97 % des cas) ainsi que par une transition systématique de 2,6 MeV, soit sous la forme d'un photon gamma soit d'un électron de conversion, possède une structure à deux rebonds. Les évènements ayant la topologie *ee* sont produits par la détection de l'électron émis lors de la désintégration bêta et d'un second électron crée soit par diffusion Compton du photon gamma de 2,6 MeV soit par conversion interne. Le rebond au-delà de 2 MeV traduit la détection de l'électron de conversion interne. Les spectres de bismuth 214 ($Q_\beta = 3{,}27$ MeV) et de radon (bismuth 214 dans le trajectographe) montrent une distribution continue de l'énergie des électrons jusqu'à la valeur de l'énergie disponible.

Le tableau 5.3 présente les efficacités de sélection des évènements qui sont obtenues en calculant l'intégrale des spectres en énergie de la figure 5.5 en fonction des coupures appliquées (coupures topologiques de base). L'efficacité de sélection des évènements $\beta\beta2\nu$ est plus faible que celle du signal $\beta\beta0\nu$. En effet, les électrons de cette décroissance peuvent avoir une énergie plus faible et donc ne pas sortir de la feuille source ou être trop déviés par le champ magnétique régnant dans le démonstrateur qui les empêche d'atteindre le calorimètre. Pour les autres bruits

Contributions	$\beta\beta0\nu$	$\beta\beta2\nu$	^{208}Tl	^{214}Bi	*radon*
Efficacité de sélection (%)	26,92±0,08	9,16±0,06	0,107±0,008	0,168±0,009	0,019±0,001

TABLE 5.3 – Efficacités de sélection des évènements $\beta\beta0\nu$ et de bruit de fond pour E_{inf}>0 pour le ^{82}Se.

de fond (^{208}Tl, ^{214}Bi et radon), on remarque que les efficacités de sélection d'évènements ayant une topologie *ee* sont beaucoup plus faibles du fait des faibles niveaux de contaminations et des probabilités de création d'électrons dans la feuille source.

Le résultat de l'optimisation de la ROI est présenté sur la figure 5.6 qui donne une valeur de sensibilité pour chaque intervalle $[E_{inf}; E_{sup}]$. La valeur de sensibilité maximale obtenue par cette méthode est de $T^{0\nu}_{1/2}$ (^{82}Se) $>$ (5,68 $\pm$ 0,01).10^{24} ans pour une exposition totale de 17,5 kg.an dans une ROI optimisée de [2,7 ; 3,15] MeV.

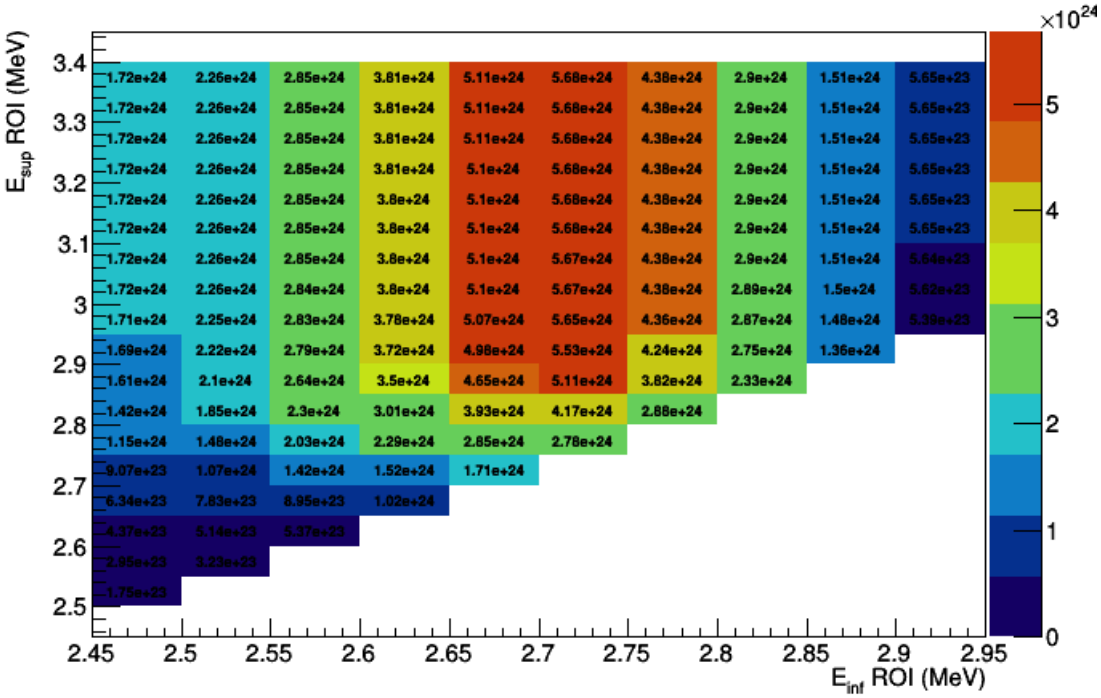


FIGURE 5.6 – Sensibilités obtenues sur la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{82}Se en fonction des bornes supérieure et inférieure de la ROI pour une exposition de 17,5 kg.an.

Un nombre total d'évènements de bruit de fond dans cette fenêtre de 0,8 $\pm$ 0,1 est attendu, c'est-à-dire (1,0 $\pm$ 0,1).10^{-4} keV^{-1} kg^{-1} an^{-1} (tableau 5.4). L'efficacité de sélection du signal $\beta\beta0\nu$ dans cette ROI est de (14,68 $\pm$ 0,03) %. Cette valeur peut être comparée à celle de NEMO3 qui était de 8,5 % dans le cas idéal (100 % du trajectographe et du calorimètre actif). L'amélioration observée est liée à la meilleure transparence du trajectographe (moins de fils moins épais) et à une meilleure résolution en énergie du calorimètre. La valeur de sensibilité $T^{0\nu}_{1/2}$ (^{82}Se) permet de calculer $m_{\beta\beta}$ selon la formule 5.2. En utilisant les valeurs données dans le tableau 5.2 pour les éléments de matrice nucléaire et la facteur d'espace de phase, nous obtenons $m_{\beta\beta}$ = [244,3 - 472,9] meV.

ROI = [2,7 ; 3,15] MeV	$\beta\beta0\nu$	$\beta\beta2\nu$	^{208}Tl	^{214}Bi	*radon*
Eff. de sélection $\beta\beta0\nu$-N_{ev} de bruit de fond	(14,68±0,03) %	0,40±0,06	0,049±0,008	0,06±0,01	0,25±0,05

TABLE 5.4 – Efficacité de sélection des évènements $\beta\beta0\nu$ et nombre d'évènements de bruit de fond attendus dans la ROI optimisée de [2,7 ; 3,15] MeV pour une exposition de 17,5 kg.an de ^{82}Se.

5.2.4 Sensibilité du démonstrateur à la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{96}Zr

En 2019, le premier gramme de ^{96}Zr a pu être enrichi par centrifugation, ce qui ouvre la voie à un enrichissement pour de plus grandes masses et donc à une possible étude de cet isotope dans SuperNEMO. Le ^{96}Zr est intéressant à étudier en raison de son $Q_{\beta\beta} = 3{,}35$ MeV plus élevé (au-dessus de l'énergie disponible du ^{214}Bi) et de son facteur d'espace de phase plus grand que celui du ^{82}Se (tableau 5.2).

Les spectres en énergie somme des électrons sélectionnés après application des coupures sont présentés sur la figure 5.7. Les descriptions des spectres en énergie des décroissances $\beta\beta0\nu$ et $\beta\beta2\nu$ ^{82}Se ainsi que des spectres de bruits de fond sont également valables pour les spectres relatifs au ^{96}Zr présentés ici. Notons toutefois que les contributions du radon et du bismuth dans la région en énergie proche du $Q_{\beta\beta}$ du ^{96}Zr sont très faibles puisque la valeur de $Q_{\beta\beta}$ est plus élevée.

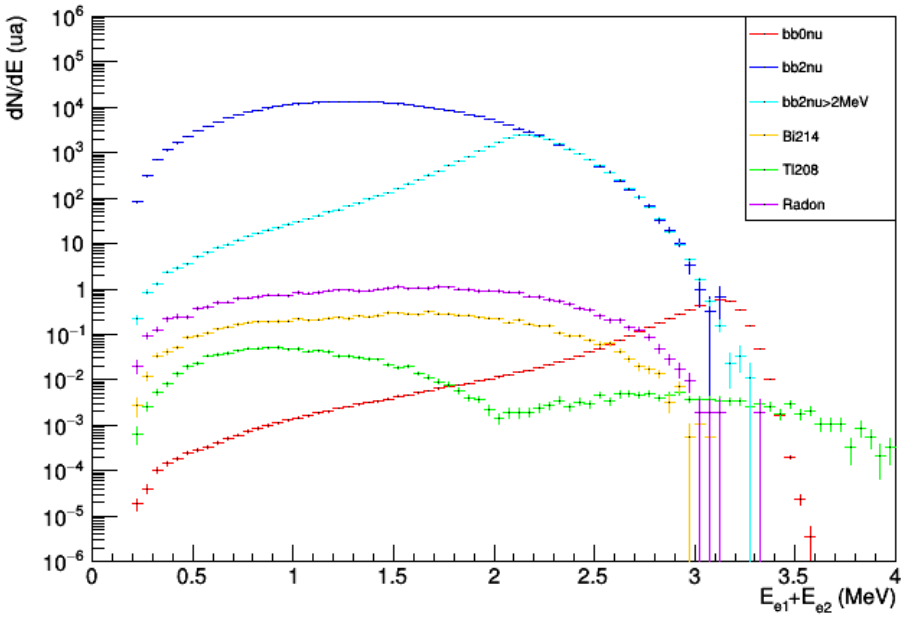


FIGURE 5.7 – Spectres en énergie somme des électrons des décroissances $\beta\beta$ du ^{96}Zr et des bruits de fond normalisés à leur activité respective. Le spectre de décroissance $\beta\beta0\nu$ est normalisé à la valeur de sensibilité maximale obtenue.

Le tableau 5.5 présente les efficacités de sélection obtenues avec application des différentes coupures. On constate que les efficacités de sélection des décroissances $\beta\beta$ du ^{96}Zr sont supérieures à celles données pour le ^{82}Se. L'énergie de transition du ^{96}Zr étant plus élevée que celle du ^{82}Se, les électrons ont en moyenne une énergie plus grande et peuvent donc plus facilement rallier le calorimètre.

Contributions	$\beta\beta0\nu$	$\beta\beta2\nu$	^{208}Tl	^{214}Bi	*radon*
Efficacité (%)	27,51±0,09	10,10±0,07	0,096±0,007	0,160±0,009	0,019±0,001

TABLE 5.5 – Efficacités de sélection des évènements $\beta\beta0\nu$ et de bruit de fond pour E_{inf}>0 pour le ^{96}Zr.

En calculant la sensibilité attendue selon la méthode présentée en 5.2.2, nous obtenons la figure 5.8 qui montre l'évolution de la sensibilité selon les bornes inférieure et supérieure de la ROI. La sensibilité maximale du démonstrateur sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{96}Zr obtenue est $T^{0\nu}_{1/2} > (4{,}44 \pm 0{,}01).10^{24}$ ans dans une ROI de [3,05 ; 3,55] MeV. Le nombre total d'évènements de bruit de fond attendus, dont les contributions individuelles de la décroissance $\beta\beta2\nu$, du ^{208}Tl et du ^{214}Bi sont détaillées dans le tableau 5.6, est de 0,8 ± 0,2, soit $(9{,}1 \pm 2{,}3).10^{-5}\,\mathrm{keV}^{-1}\mathrm{kg}^{-1}\mathrm{an}^{-1}$.

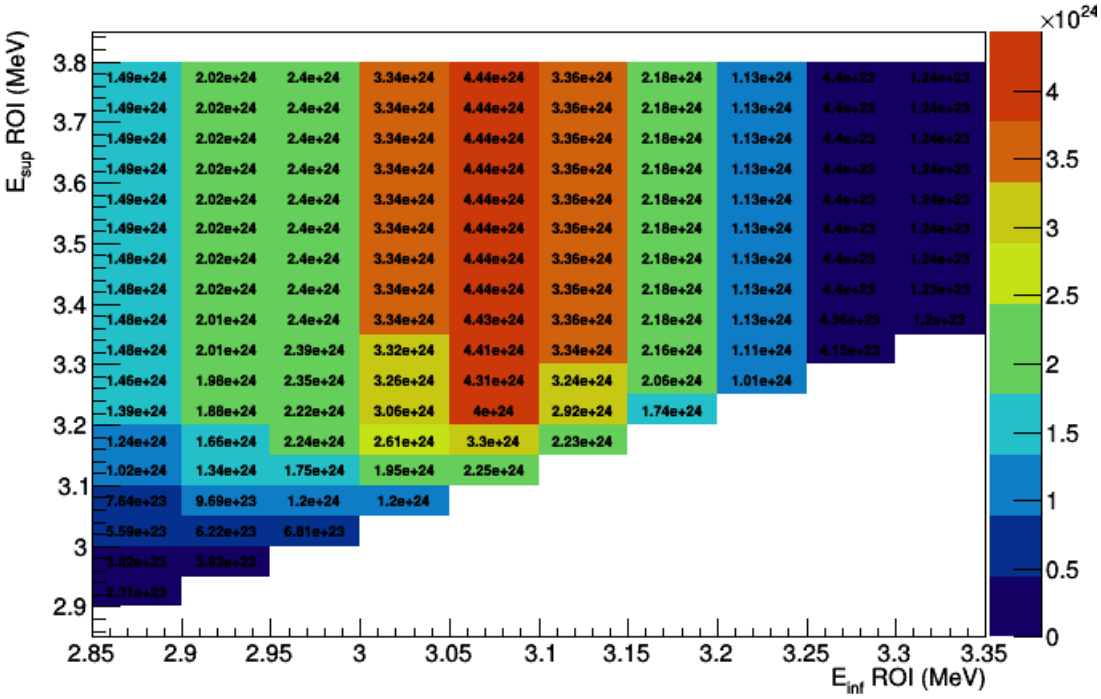


FIGURE 5.8 – Sensibilités obtenues sur la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{96}Zr en fonction des bornes supérieure et inférieure de la ROI pour une exposition de 17,5 kg.an.

ROI = [3,05 ; 3,55] MeV	$\beta\beta0\nu$	$\beta\beta2\nu$	^{208}Tl	^{214}Bi	*radon*
Eff. de sélection $\beta\beta0\nu$-N_{ev} de bruit de fond	(13,43±0,03) %	0,8±0,2	0,032±0,006	0,0006±0,0006	0,007±0,007

TABLE 5.6 – Efficacité de sélection des évènements $\beta\beta0\nu$ et nombre d'évènements de bruit de fond attendus dans la ROI optimisée de [3,05 ; 3,55] MeV pour une exposition de 17,5 kg.an de ^{96}Zr.

La masse effective $m_{\beta\beta}$ correspondant à la sensibilité obtenue sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ en considérant les paramètres $G^{0\nu}$ et $M^{0\nu}$ donnés dans le tableau 5.2 et la formule (5.2) est $m_{\beta\beta}$ = [161 - 386] meV.

5.2.5 Sensibilité du démonstrateur à la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{150}Nd

Comme pour le zirconium, le néodyme n'était pas enrichissable en grande quantité par centrifugation mais de récents développements ont permis de produire plusieurs grammes de ^{150}Nd. Nous pouvons donc regarder quelle peut être la sensibilité du démonstrateur à la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ de cet isotope dans l'hypothèse où plusieurs kilogrammes enrichis seraient disponibles pour l'expérience dans un futur proche. Comme pour le ^{96}Zr, le ^{150}Nd possède un facteur d'espace de phase et une énergie de transition $Q_{\beta\beta} = 3{,}37$ MeV élevés.

Les spectres en énergie somme des électrons sélectionnés normalisés à l'activité sont présentés figure 5.9. L'énergie de transition élevée de 3,37 MeV du ^{150}Nd implique que les contributions du ^{214}Bi et du radon seront négligeables. En effet, le nombre d'évènements de ces deux bruits de fond dans la ROI est compatible avec zéro (tableau 5.8). Les évènements $\beta\beta2\nu$ et ^{208}Tl seront donc les contributions majoritaires au bruit de fond.

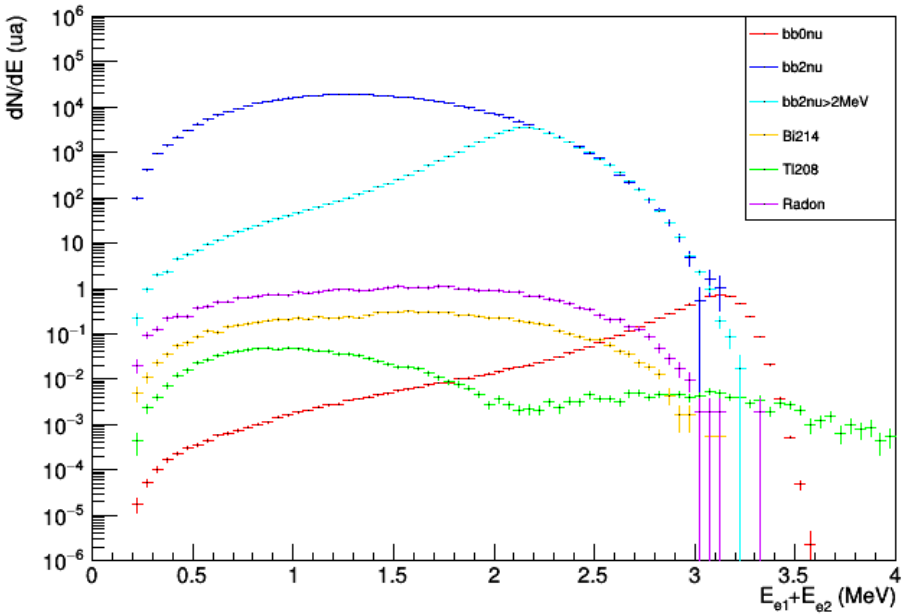


FIGURE 5.9 – Spectres en énergie somme des électrons des décroissances $\beta\beta$ du ^{150}Nd et des bruits de fond normalisés à leur activité respective. Le spectre de décroissance $\beta\beta0\nu$ est normalisé à la valeur de sensibilité maximale obtenue.

Le tableau 5.7 présente les efficacités de sélection du signal $\beta\beta0\nu$ et des différents bruits de fond obtenus après application des différentes coupures. Les efficacités de sélection des bruits de fond thallium, bismuth et radon sont similaires à celles obtenues pour le ^{82}Se et le ^{96}Zr. Malgré un $Q_{\beta\beta}$ très proche de celui du ^{96}Zr, l'efficacité de sélection du bruit de fond $\beta\beta2\nu$ est plus faible en raison de la densité plus importante de la feuille source.

La méthode d'optimisation de la ROI donne une valeur de sensibilité du démonstrateur à la décroissance $\beta\beta0\nu$ de $(2{,}20 \pm 0{,}01).10^{24}$ ans pour le ^{150}Nd pour une exposition totale de 17,5 kg.an dans une ROI de [3,1 ; 3,55] MeV (figure 5.10). Les contributions individuelles de la décroissance $\beta\beta2\nu$, du ^{208}Tl et du ^{214}Bi dans cette ROI sont détaillées dans le tableau 5.8. Le nombre total d'évènements de bruit de fond attendus est de $0{,}3 \pm 0{,}1$, ce qui correspond à $(3{,}8 \pm 1{,}2).10^{-5}$ keV^{-1} kg^{-1} an^{-1}. Ce nombre est dominé par la contribution de la décroissance

Contributions	$\beta\beta0\nu$	$\beta\beta2\nu$	^{208}Tl	^{214}Bi	*radon*
Efficacité (%)	27,59±0,09	8,61±0,06	0,095±0,007	0,162±0,009	0,019±0,001

TABLE 5.7 – Efficacités de sélection des évènements $\beta\beta0\nu$ et de bruit de fond pour E_{inf}>0 pour le ^{150}Nd.

$\beta\beta2\nu$ du ^{150}Nd à cause de la demi-vie de ce processus, plus courte que celle des deux autres isotopes étudiés [6].

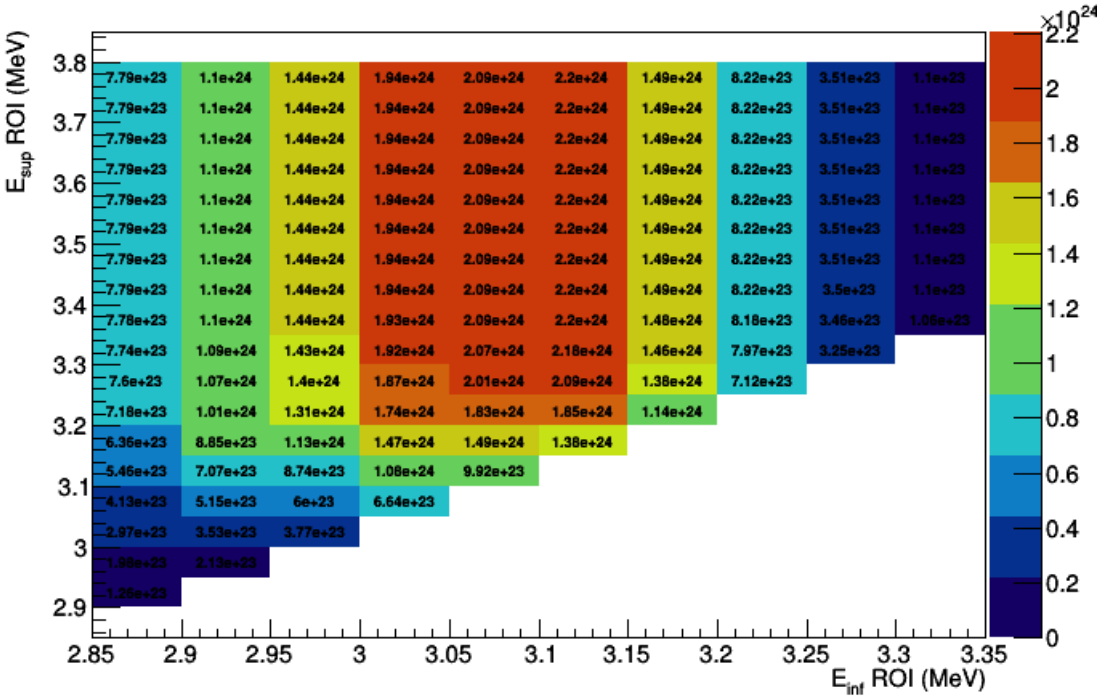


FIGURE 5.10 – Sensibilités obtenues sur la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{150}Nd en fonction des bornes supérieure et inférieure de la ROI pour une exposition de 17,5 kg.an.

ROI=[3,1 ; 3,55] MeV	$\beta\beta0\nu$	$\beta\beta2\nu$	^{208}Tl	^{214}Bi	*radon*
Eff. de sélection $\beta\beta0\nu$-N_{ev} de bruit de fond	(10,43±0,02) %	0,30±0,1	0,031±0,006	0,0006±0,0006	0.003±0,003

TABLE 5.8 – Efficacité de sélection des évènements $\beta\beta0\nu$ et nombre d'évènements de bruit de fond attendus dans la ROI optimisée de [3,1 ; 3,55] MeV pour une exposition de 17,5 kg.an de ^{150}Nd.

Si la sensibilité sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{150}Nd est fortement impactée par la courte période du processus $\beta\beta2\nu$, cet isotope possède tout de même la valeur de $G^{0\nu}$ la plus élevée des trois isotopes présentés (tableau 5.2). La formule 5.2 nous donne $m_{\beta\beta}$ = [151,8 - 497,1] meV.

6. Le taux de bruit de fond (en keV^{-1} kg^{-1} an^{-1}) pourtant plus faible pour cet isotope est lié au choix de la ROI.

5.2.6 Comparaison des sensibilités sur la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{82}Se, ^{96}Zr et ^{150}Nd

Le tableau 5.9 résume les valeurs de sensibilité du démonstrateur sur $T^{0\nu}_{1/2}$ et $m_{\beta\beta}$ obtenues pour les isotopes ^{82}Se, ^{96}Zr et ^{150}Nd pour une exposition de 17,5 kg.an.

	^{82}Se	**^{96}Zr**	**^{150}Nd**
$T^{0\nu}_{1/2}$**(× 10^{24} ans)**	5,68 ± 0,01	4,44 ± 0,01	2,20 ± 0,01
$m_{\beta\beta}$ **(meV)**	[244 - 473]	[161 - 386]	[152 - 497]
$m_{\beta\beta}$ **(meV) pour $M^{0\nu}$=1**	1320	1048	850

TABLE 5.9 – Résumé des valeurs de sensibilité du démonstrateur sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ et sur la masse effective du neutrino de Majorana du ^{82}Se, du ^{96}Zr et du ^{150}Nd attendues pour une exposition totale de 17,5 kg.an. La dernière ligne donne la sensibilité sur la masse effective dans le cas arbitraire d'éléments de matrice nucléaire égaux à 1.

C'est pour le ^{82}Se que la sensibilité du détecteur à la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ est la meilleure. En dépit de son $Q_{\beta\beta}$ plus faible, le ^{82}Se possède la valeur de $T^{2\nu}_{1/2}$ la plus grande qui réduit d'autant ce bruit de fond et la plus faible masse molaire qui induit le nombre de noyaux le plus élevé (à exposition constante) des trois isotopes étudiés. A l'inverse, la courte période de la décroissance $\beta\beta2\nu$ et la masse molaire élevée du ^{150}Nd le défavorisent en terme de sensibilité du détecteur sur la demi-vie de sa décroissance $\beta\beta0\nu$ qui se trouve être la plus faible.
Cependant, le ^{150}Nd possède la valeur de $G^{0\nu}$ la plus élevée des trois isotopes présentés. C'est pourquoi la sensibilité du démonstrateur à $m_{\beta\beta}$ est la meilleure pour le ^{150}Nd. Il est intéressant également de comparer les sensibilités obtenues sur la masse effective en prenant une valeur arbitraire des éléments de matrice nucléaire identique pour tous les isotopes, par exemple égale à 1. En effet, cette comparaison relative permet de s'affranchir des erreurs importantes existant aujourd'hui sur les calculs de ces éléments de matrice. La dernière ligne du tableau 5.9 donne les sensibilités correspondantes.

Cette étude montre donc que le ^{150}Nd est l'isotope le plus avantageux à étudier avec le démonstrateur de SuperNEMO pour obtenir la meilleure sensibilité sur la masse effective $m_{\beta\beta}$. Même si l'écart de sensibilité observé entre les différents isotopes n'est pas très grand, étudier du néodyme (et même du zirconium) avec SuperNEMO serait d'un grand intérêt pour cette physique puisque cela permettrait d'investiguer des isotopes qui n'ont jamais été étudiés avec une telle précision. Cela permettrait en particulier de contraindre les calculs des éléments de matrice nucléaire à partir de la mesure précise de la décroissance $\beta\beta2\nu$ et aussi de rechercher le signal $\beta\beta0\nu$ avec différents isotopes sachant que les calculs des éléments de matrice ne sont pas assez fiables aujourd'hui pour prédire l'isotope le plus favorable. Le calcul avec $M^{0\nu} = 1$ illustre comment la sensibilité sur la masse effective peut être meilleure pour le néodyme si on ne tient pas compte de ces éléments de matrice.

5.3 Étude de la sensibilité du démonstrateur à la demi-vie de la décroissance $\beta\beta2\nu$ du ^{82}Se vers l'état excité 2_2^+ du ^{82}Kr

Le chapitre 1.4.2 a énoncé l'intérêt d'étudier les décroissances $\beta\beta$ vers les états excités du noyau fils : cela permet de d'établir de nouvelles contraintes sur le calcul des éléments de matrice nucléaire (donc sur $m_{\beta\beta}$) et de sonder l'existence d'une physique du neutrino plus exotique (composante bosonique du neutrino). La technologie trajecto-calorimètrique de SuperNEMO est particulièrement adaptée à la mesure d'évènements associant l'émission d'électrons et de photons gamma. Dans le cadre de SuperNEMO équipé de feuilles sources de ^{82}Se, nous nous intéresserons aux états excités de son noyau fils le ^{82}Kr. Plus particulièrement, nous étudierons la décroissance $0_1^+ \rightarrow 2_2^+$ symbolisée par la flèche en rouge sur la figure 5.11. En effet, cet état excité de haute énergie à 1479,4 keV peut décroître vers l'état fondamental soit en émettant un unique photon de 1474,9 keV (avec une probabilité de 36,7%), soit deux photons de 698,4 keV et 776,5 keV. Les électrons émis se partagent alors une énergie de 1521,5 keV. Bien que l'efficacité de détection de ces électrons soit réduite du fait de leur énergie moins élevée que pour la décroissance vers l'état fondamental, la recherche d'un signal à quatre particules $ee\gamma\gamma$ offre un canal d'étude particulièrement pur (bien moins sensible au bruit de fond).

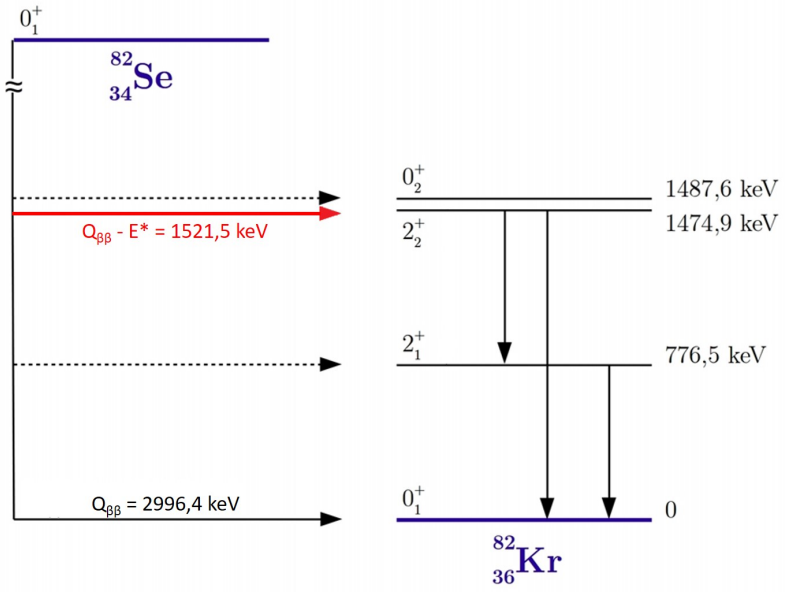


FIGURE 5.11 – Schéma de décroissance du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr par désintégration $\beta\beta$.

Dans cette section sera présentée l'étude de la sensibilité du démonstrateur sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta2\nu$ du ^{82}Se vers le second état excité du ^{82}Kr (notée $\beta\beta2\nu^*$) avec et sans application des corrections optiques présentées dans le chapitre 3.3. Pour cette analyse, 10 millions d'évènements de décroissance $\beta\beta2\nu^*$, 10 millions d'évènements de bruit de fond ^{208}Tl et ^{214}Bi et 100 millions d'évènements de radon ont été simulés. Les corrections sont appliquées aux données de simulation par le module de reconstruction en énergie présenté dans la partie 5.1.3. Enfin, le calcul de la limite sur la demi-vie de ce processus, noté $T_{1/2}^{2\nu*}$, sera basé sur la formule 5.1.

5.3.1 Sélections préliminaires

Les évènements présentant une topologie $ee\gamma\gamma$ sont sélectionnés par application des coupures topologiques de base suivantes, très similaires à celles utilisées dans la section 5.2.1 :

— au moins quatre modules optiques doivent avoir déclenché ;

— seules deux traces sont reconstruites dans le trajectographe ;

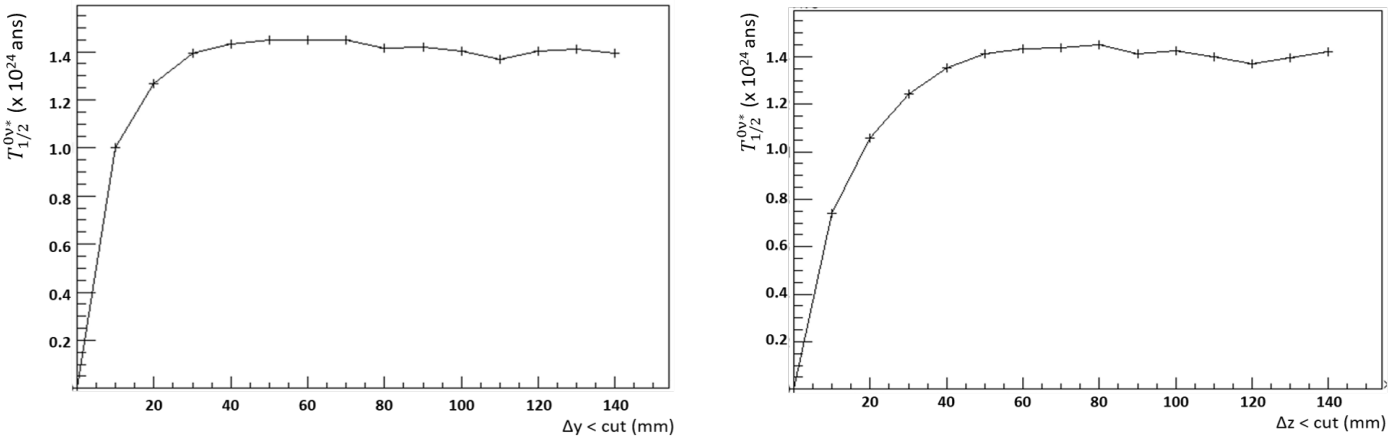
— chaque trace reconstruite dans le trajectographe doit être associée à un module optique déclenché. L'un des modules associés à ces traces doit avoir franchis le seuil bas (50 keV), l'autre le seuil haut (150 keV) ;

— la courbure de ces traces doit être négative, pour correspondre à un électron,

— chaque trace présente un vertex reconstruit sur la feuille source ;

— deux photons gamma ont été identifiés et reconstruits selon les critères définis par le module "GammaClusterizer" : si les temps de déclenchement des modules non associés à une trace sont compatibles avec le temps de propagation d'un photon gamma dans le détecteur, alors un photon est identifié et reconstruit.

L'impact de l'application de la coupure supplémentaire sur l'écart entre les vertex reconstruits sur la feuille source sur la sensibilité à la demi-vie du processus $\beta\beta2\nu^*$ est visible sur les figures 5.12-a et 5.12-b. La sensibilité est maximale à partir d'un écart entre les vertex reconstruits inférieur à 50 mm selon l'axe Y (perpendiculaire au plan des feuilles sources) et 80 mm selon l'axe Z (parallèle au plan des feuilles sources), aussi ces deux coupures seront-elles appliquées simultanément.



— a — — b —

FIGURE 5.12 – Évolution de la sensibilité du démonstrateur sur la demi-vie du processus $\beta\beta2\nu^*$ en fonction de la coupure appliquée sur l'écart entre les vertex reconstruits sur la feuille source selon l'axe Y (a) et l'axe Z (b).

Les efficacités de sélection des évènements de décroissance $\beta\beta2\nu^*$ et de bruit de fond après application des coupures sont données dans le tableau 5.10, avec ou sans prise en compte des corrections optiques. Les efficacités de sélection des évènements de signal et de bruits de fond sont compatibles aux barres d'erreur près lorsque les corrections optiques sont prises en compte ou pas. Si l'on regarde les spectres en énergie totale $E_{e^-}^{min} + E_{e^-}^{max} + E_{\gamma}^{min} + E_{\gamma}^{max}$ (où les indices min et max font référence à l'énergie la plus basse et la plus haute respectivement) normalisés aux activités, avec et sans corrections optiques présentés sur la figure 5.13, on observe que les corrections optiques décalent les spectres vers les basses énergies (effet Birks). Même si cela signifie que certains évènements vont se retrouver sous les seuils de déclenchement des modules

optiques (200 keV), aucune baisse significative d'efficacité de sélection lorsque les corrections en énergie sont appliquées n'est a déplorer.

Efficacité de sélection (%)	$\beta\beta2\nu^*$	^{208}Tl	^{214}Bi	$radon$
Sans corrections optiques	0,110 ± 0,006	0,22 ± 0,01	0,108 ± 0,007	0,0051 ± 0,0005
Avec corrections optiques	0,106 ± 0,006	0,23 ± 0,01	0,104 ± 0,007	0,0048 ± 0,0005

TABLE 5.10 – Efficacités de sélection des évènements $\beta\beta2\nu^*$ et de bruit de fond pour E_{inf}>0 avec et sans application des corrections optiques.

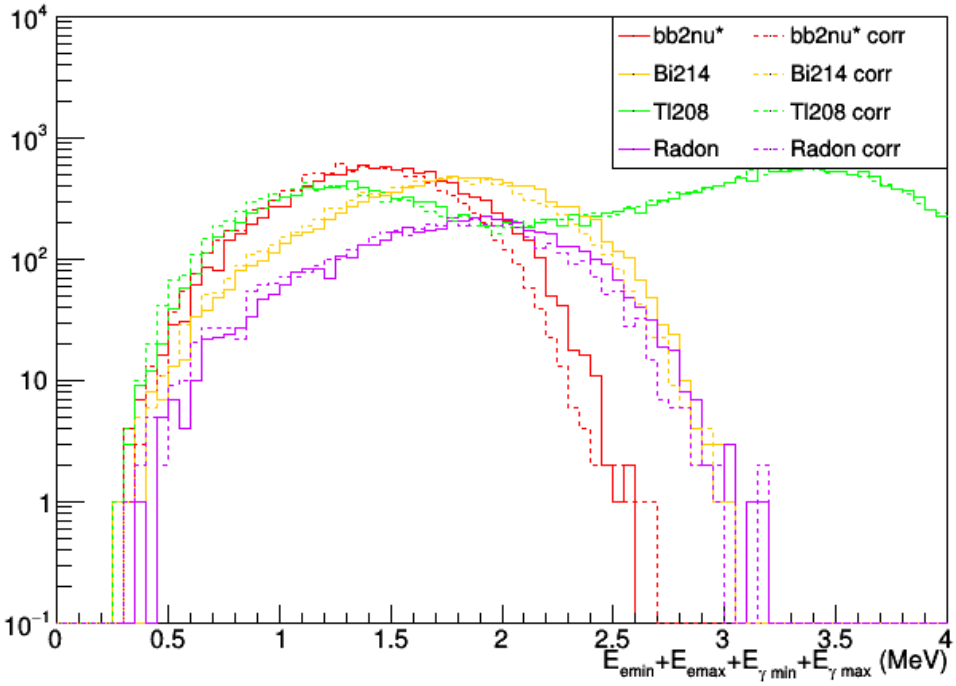


FIGURE 5.13 – Spectres en énergie totale des évènements sélectionnés ($ee\gamma\gamma$) normalisés à l'activité respective de chaque contribution sans (lignes pleines) et avec (lignes pointillées) application des corrections optiques. Le spectre en énergie de la décroissance $\beta\beta2\nu^*$ (rouge) est normalisé à la valeur maximale de sensibilité obtenue.

La figure 5.14 montre les spectres en énergie somme des électrons (uniquement) sans et avec application des corrections en énergie. L'énergie déposée par les électrons issus de décroissances $\beta\beta2\nu^*$ est parfois supérieure à l'énergie disponible (1521,5 keV), ce qui s'explique par l'effet de la résolution en énergie des modules optiques. Un décalage de tous les spectres vers les basses énergies est également visible lorsque les corrections otiques sont appliquées pour de faibles dépôts d'énergie. Ce décalage est lié à l'effet Birks qui prédomine à basse énergie et qui diminue l'énergie visible ainsi qu'aux effets de géométrie de la face avant du scintillateur (corrections comprises typiquement entre 0,9 et 1).
La figure 5.15 montre les spectres en énergie somme des photons gamma sans et avec application des corrections optiques. Les corrections élargissent les spectres à haute énergie (E>2,5 MeV, bien visible pour le spectre du thallium). A ces énergies élevées, l'effet Birks est moins important et la correction sur l'énergie devient dominée par la correction géométrique qui est supérieure à 1 pour les photons gamma du fait de leur interaction en profondeur dans le scintillateur. A

basse énergie, les corrections sont dominées par l'effet Birks qui décale les spectres vers les basses énergies. A énergie déposée identique, cet effet est plus important pour les photons gamma que pour les électrons à cause des diffusions Compton successives créant de multiples électrons avec de faibles dépôts d'énergie (cf chapitre 3.3.3).

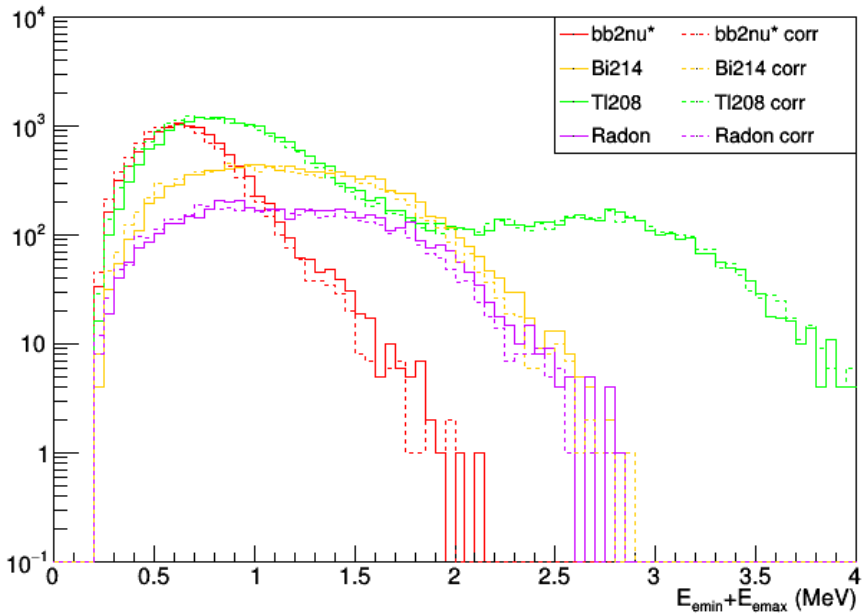


FIGURE 5.14 – Spectres en énergie somme des électrons sans (lignes pleines) et avec (lignes pointillées) application des corrections optiques après sélections des évènements.

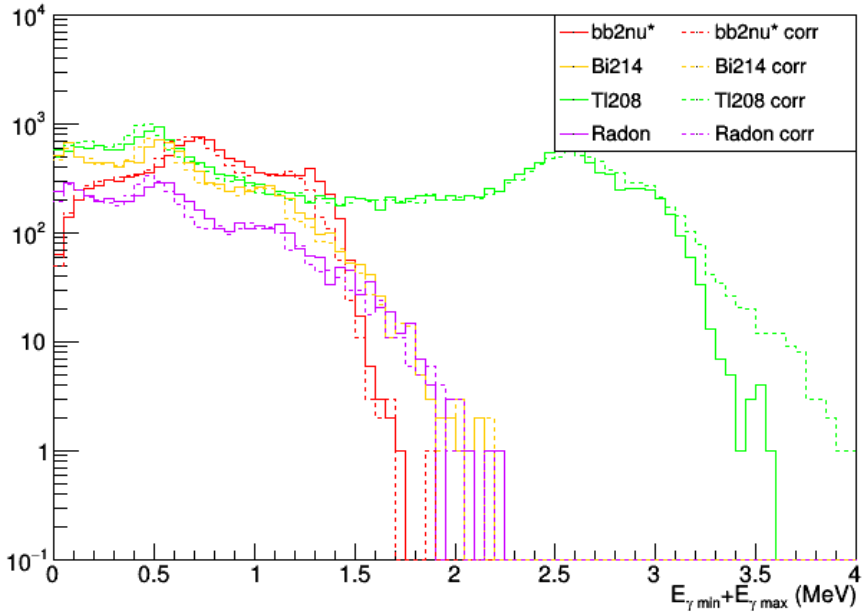


FIGURE 5.15 – Spectres en énergie somme des photons gamma sans (lignes pleines) et avec (lignes pointillées) application des corrections optiques après sélections des évènements.

La méthode d'optimisation de la région d'intérêt en énergie par variation des bornes

inférieure E_{inf} et supérieure E_{sup} se fait sur l'énergie totale de l'évènement et permet de calculer la demi-vie optimisée, représentée sur les figures 5.16 et 5.17.

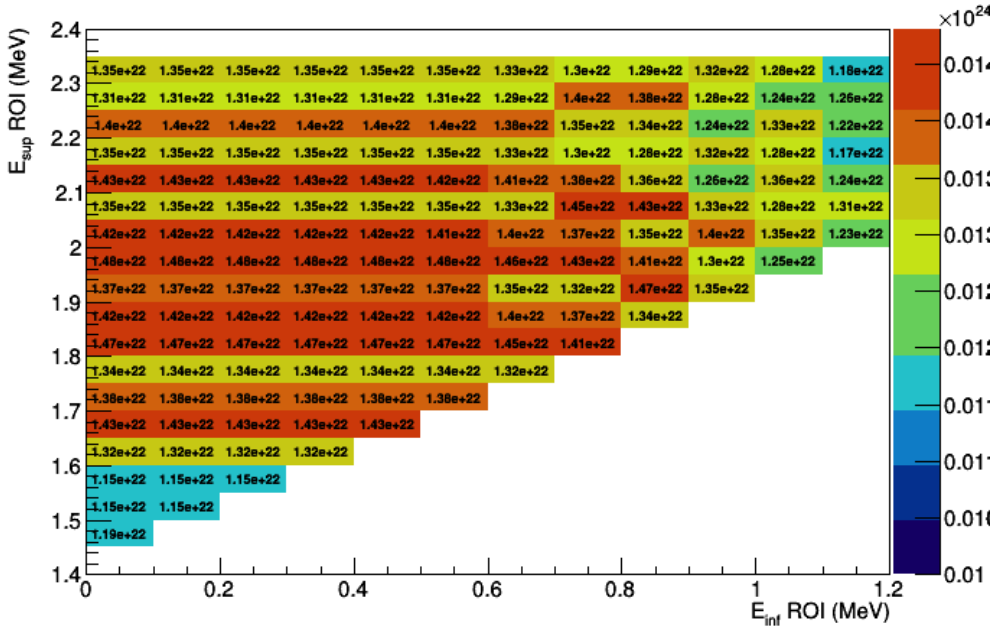


FIGURE 5.16 – Sensibilités obtenues sur la décroissance $\beta\beta2\nu$ du ^{82}Se vers l'état excité 2_2^+ du ^{82}Kr en fonction des bornes supérieure et inférieure de la ROI sans application des corrections optiques.

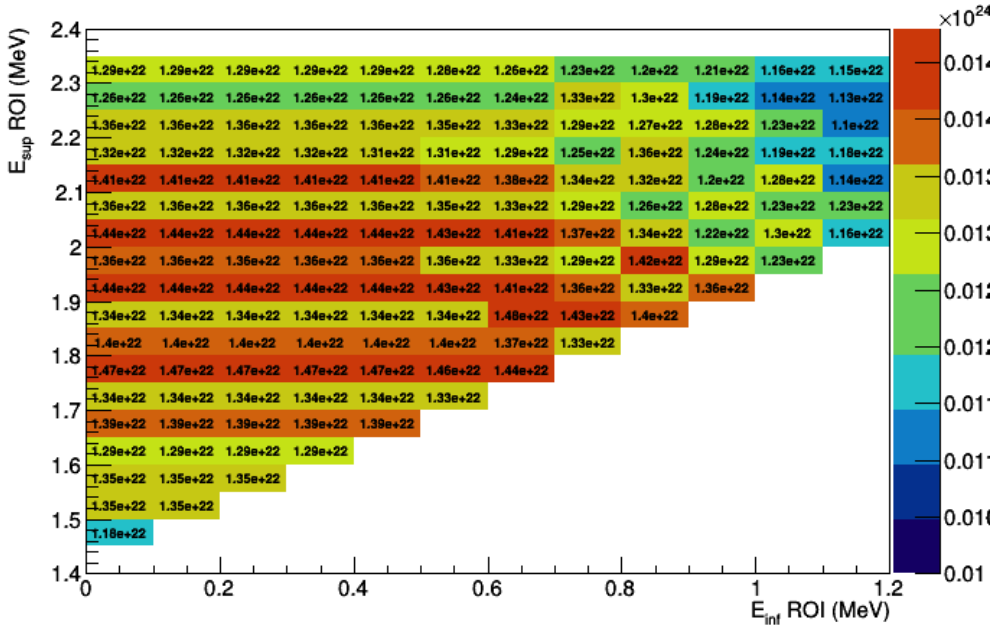


FIGURE 5.17 – Sensibilités obtenues sur la décroissance $\beta\beta2\nu$ du ^{82}Se vers l'état excité 2_2^+ du ^{82}Kr en fonction des bornes supérieure et inférieure de la ROI avec application des corrections optiques.

La demi-vie obtenue sans application des corrections en énergie est $T_{1/2}^{2\nu^*} > (1{,}48 \pm 0{,}08).10^{22}$ ans dans une ROI de [0,3 ; 1,95] MeV. Le nombre d'évènements de bruit de fond

attendus dans cette fenêtre est de 10,9 ± 0,8, ce qui correspond à (3,8 ± 0,3).10^{-4} keV^{-1} kg^{-1} an^{-1} (tableau 5.11). Avec les corrections optiques, on obtient $T^{2\nu^*}_{1/2,C} >$ (1,48 ± 0,07).10^{22} ans dans une ROI de [0,6 ; 1,85] MeV avec 10,0 ± 0,8 évènements de bruit de fond dans la ROI, soit (4,6 ± 0,4).10^{-4} keV^{-1} kg^{-1} an^{-1}.

	ROI (MeV)	$\epsilon(\beta\beta2\nu^*)$ (%)	^{208}Tl	^{214}Bi	*radon*
Sans corrections	[0,3 ; 1,95]	0,103 ± 0,005	0,89 ± 0,05	4,0 ± 0,2	6,0 ± 0,5
Avec corrections	[0,6 ; 1,85]	0,098 ± 0,005	0,83 ± 0,05	3,7 ± 0,2	5,4 ± 0,5

TABLE 5.11 – Efficacité de sélection des évènements $\beta\beta2\nu^*$ et nombre d'évènements de bruit de fond attendus dans la ROI optimisée avec et sans application des corrections en énergie.

5.3.2 Optimisation des sélections

Grâce à la technologie de SuperNEMO qui permet d'identifier les particules et d'avoir accès à la mesure de leur énergie individuelle, nous pouvons optimiser la sélection des évènements d'intérêt. En effet, il est possible de trouver une fenêtre optimale des valeurs d'énergie des électrons et des photons gamma pour lesquelles la suppression du bruit de fond serait plus efficace que celle du signal, ce qui contribuerait à une amélioration de la sensibilité.

Les figures 5.18-a et 5.18-b montrent la corrélation entre l'énergie minimale et maximale des électrons $\beta\beta2\nu^*$, sans et avec application des corrections en énergie. Les figures 5.18-c et 5.18-d montrent quant à elles la distribution des énergies des électrons des bruits de fond sans et avec application des corrections en énergie. Il est possible de supprimer un grand nombre d'évènements de bruit de fond avec la condition $E^{max}_{e^-}$<1,5 MeV sans pour autant supprimer d'évènements de signal. Cette valeur sera optimisée afin d'améliorer la sensibilité sur la demi-vie du processus $\beta\beta2\nu^*$. Une optimisation de la valeur de coupure sur $E^{min}_{e^-}$ sera également réalisée. Il est donc possible de tester chaque hypothèse de coupure sur les énergies des électrons $E^{min,max}_{e^-} < E^{cut}_{sup}$ et $E^{min,max}_{e^-} > E^{cut}_{inf}$ où $E^{cut}_{inf,sup}$ désignent la coupure à appliquer sur l'énergie de l'électron considéré par valeur inférieure ou supérieure puis regarder l'impact de la suppression des évènements sur la valeur de $T^{2\nu*}_{1/2}$.
Cette méthode d'optimisation sur l'énergie des électrons est également valable pour les photons gamma. Les figures 5.19-a et 5.19-b montrent la distribution des énergies des photons gamma issus de la décroissance $\beta\beta2\nu^*$ sans et avec application des corrections en énergie et les figures 5.19-c et 5.19-d montrent la distribution des énergies des photons gamma issus de la décroissance des bruits de fond sans et avec application des corrections en énergie. Nous pouvons observer que l'énergie maximale des photons gamma E^{max}_{γ} émis lors des décroissances $\beta\beta2\nu^*$ est inférieure à 1,5 MeV alors que de nombreux évènements de bruit de fond avec E^{max}_{γ}>1,5 MeV existent. Notons que les évènements de signal tels que 0,8 < E^{max}_{γ} < 1,5 MeV proviennent d'un défaut de reconstruction du seul photon de 1479,4 keV comme évènements à deux photons. L'application d'une coupure telle que E^{max}_{γ}<0,8 MeV sera donc particulièrement adaptée pour rejeter ces évènements, puisque dans le cas d'une émission de deux photons par le ^{82}Kr, l'énergie du photon gamma de plus haute énergie E^{max}_{γ} émis est de 776,5 keV. Les distributions des évènements de signal semblent indiquer qu'aucune coupure ne pourra être appliquée sur l'énergie du photon gamma de plus basse énergie E^{min}_{γ}, en raison d'une distribution uniforme pour E^{min}_{γ}<0,75 MeV et E^{max}_{γ}<0,8 MeV. Cependant, même l'application d'une coupure sur l'énergie du photon gamma de plus basse énergie E^{min}_{γ} permettant de conserver la totalité des évènements de décroissance $\beta\beta2\nu^*$ supprimera quelques évènements de bruit de fond.

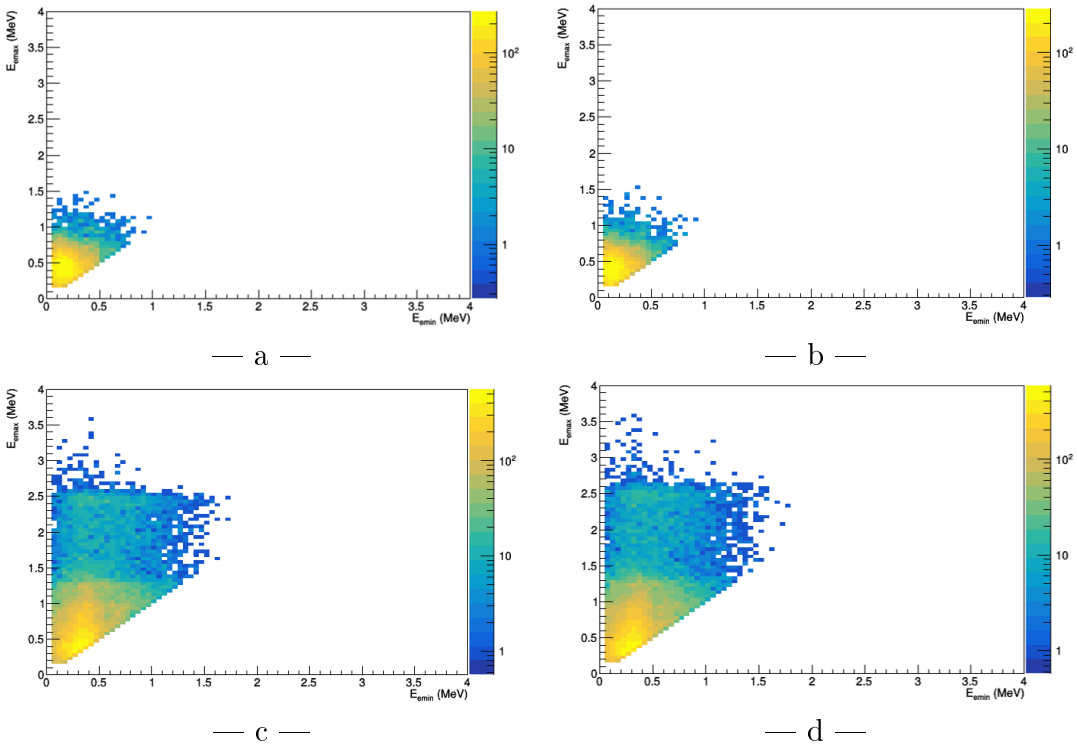


FIGURE 5.18 – Distributions des évènements en fonction de l'énergie individuelle des électrons de la décroissance $\beta\beta2\nu^*$ sans (a) et avec (b) application des corrections optiques et mêmes distributions pour les bruits de fond (c) et (d).

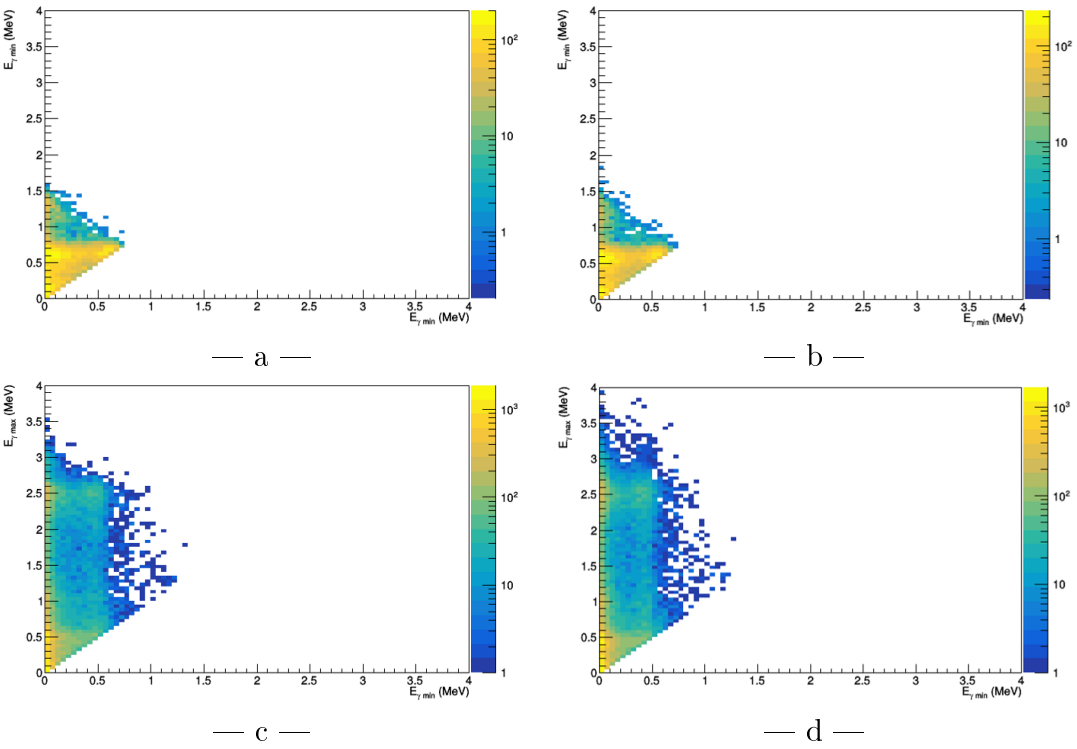


FIGURE 5.19 – Distributions des évènements en fonction de l'énergie individuelle des photons gamma de la décroissance $\beta\beta2\nu^*$ sans (a) et avec (b) application des corrections optiques et mêmes distributions pour les bruits de fond (c) et (d).

Enfin, nous pouvons appliquer cette méthode d'optimisation des coupures sur les énergies *sommées* des électrons et des photons gamma, dont les distributions sont visibles sur les figures 5.20-a et 5.20-b pour les évènements de décroissance $\beta\beta2\nu^*$ sans et avec corrections optiques et sur les figures 5.20-c et 5.20-d pour les évènements de bruit de fond sans et avec corrections optiques (les coupures sur les énergies individuelles des particules ne sont pas encore appliquées à ce stade). La majorité des évènements de signal est contenue dans une région en énergie telle que $E_\gamma^{min} + E_\gamma^{max} = [0\,;\,1{,}5]$ MeV et $E_{e^-}^{min} + E_{e^-}^{max} = [0{,}2\,;\,1{,}0]$ MeV. L'application de ces dernières coupures permettra de rejeter une grande quantité d'évènements de bruit de fond sans trop impacter les évènements de signal. Toutefois, ces fenêtres en énergie seront également optimisées de la même façon que pour les coupures sur les énergies individuelles pour maximiser la valeur de sensibilité.

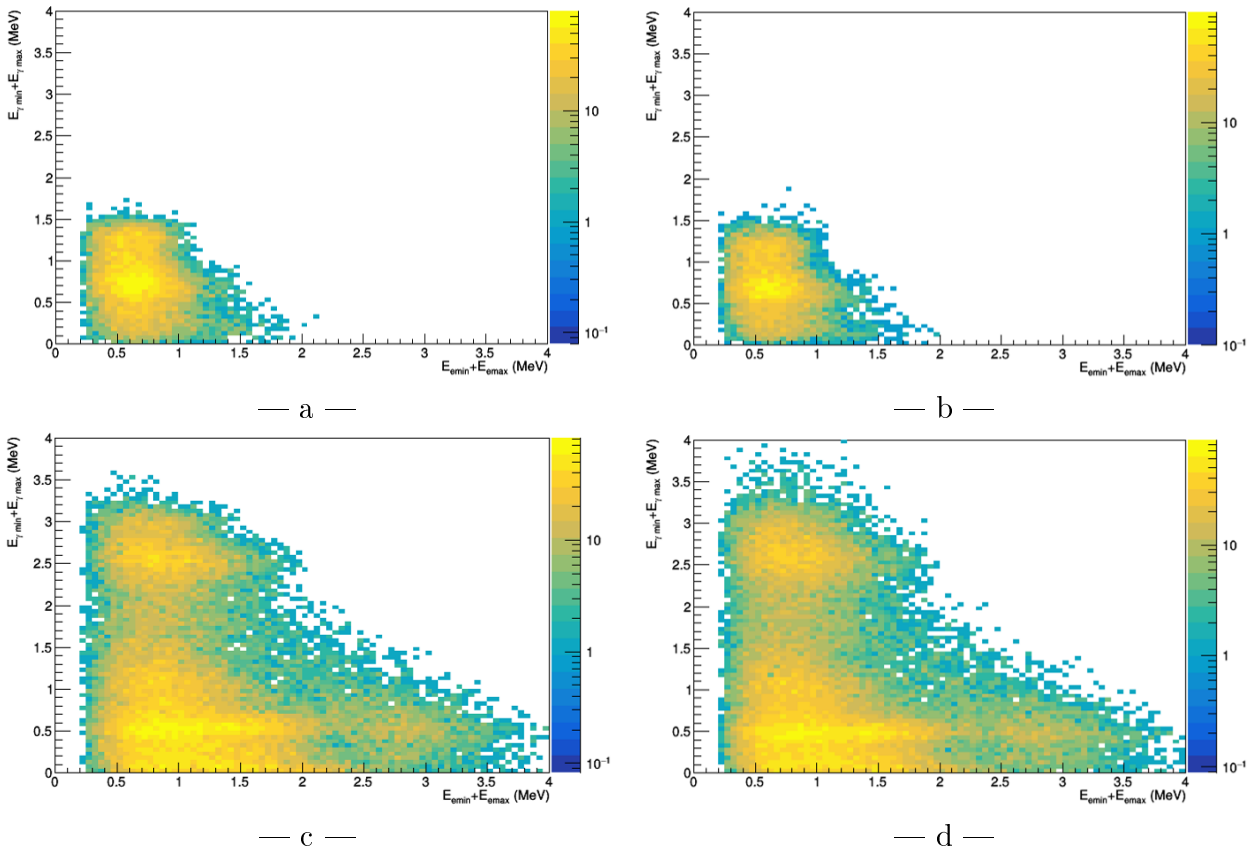


FIGURE 5.20 – Distributions des évènements en fonction de l'énergie totale des électrons et des photons gamma de la décroissance $\beta\beta2\nu^*$ sans (a) et avec (b) application des corrections optiques et mêmes distributions pour les bruits de fond (c) et (d).

Le tableau 5.12 montre le pourcentage d'évènements conservés pour les contributions du signal et des bruits de fond après application des sélections en énergie optimisées (présentées ci-dessus) **sans** prise en compte des corrections en énergie. On peut voir qu'une sélection sur l'énergie des électrons de plus basse énergie permet de conserver 80 % du signal $\beta\beta2\nu^*$ tout en rejetant 55 % des évènements de ^{208}Tl, 63 % des évènements de radon et 65 % des évènements de ^{214}Bi. Une coupure sur l'énergie de l'électron de plus haute énergie est également efficace pour supprimer le bruit de fond en rejetant environ 60 % du radon et du bismuth. On remarque que les coupures sur l'énergie des électrons sont plus efficaces pour rejeter les évènements de ^{214}Bi et de radon que ceux du ^{208}Tl. On constate aussi que la coupure sur le photon gamma de plus basse énergie n'a pas grand intérêt. L'optimisation de la sélection des évènements selon

un critère sur l'énergie du photon de plus haute énergie permet en revanche de rejeter 42 % et 45 % d'évènements de ^{214}Bi et de radon respectivement et 63 % du ^{208}Tl, tout en conservant 80 % d'évènements de décroissance $\beta\beta2\nu^*$. Les coupures appliquées sur l'énergie des photons gamma s'avère plus efficace pour rejeter les évènements de ^{208}Tl.

	Efficacité de sélection (%)				
Coupure (MeV)	$\beta\beta2\nu^*$	^{208}Tl	^{214}Bi	*radon*	S/B
Base	100±0,1	100±0,1	100±0,1	100±0,2	0,29±0,03
Base + $E_{e^-}^{min}$ = [0,05 ;0,25]	80,57±0,09	45,36±0,06	34,92±0,06	37,39±0,09	0,56±0,09
Base + $E_{e^-}^{max}$ = [0,15 ;0,65]	89,9±0,1	57,36±0,07	42,92±0,07	41,6±0,1	0,51±0,07
Base + E_{γ}^{min} = [0,00 ;0,75]	100.0±0,1	99,6±0,1	100,0±0,1	100,0±0,2	0,29±0,03
Base + E_{γ}^{max} = [0,20 ;0,75]	80,59±0,09	37,08±0,05	58,30±0,08	55,3±0,1	0,51±0,08
Base + ($E_{e^-}^{min}$+$E_{e^-}^{max}$) = [0,20 ;0,95]	90,9±0,1	54,10±0,07	37,47±0,06	38,41±0,09	0,56±0,08
Base + (E_{γ}^{min}+E_{γ}^{max}) = [0,15 ;0,5]	96,2±0,1	52,74±0,07	83,0±0,1	81,7±0,2	0,43±0,06

TABLE 5.12 – Efficacité de sélection totale des évènements $\beta\beta2\nu^*$ et de bruit de fond conservés et rapport signal sur bruit (S/B) en fonction de la coupure appliquée sur les énergies individuelles et sommées des particules sans application des corrections en énergie.

Le tableau 5.13 présente les pourcentages d'évènements conservés après application des différentes coupures optimisées sur les énergies individuelles et sommées des particules dans le cas où les corrections optiques sont appliquées. Comme dans le tableau 5.12, les coupures sur les électrons sont plus efficaces pour rejeter les contributions du radon et du bismuth, avec une réjection proche de 60 % de leurs contributions, alors que les coupures sur l'énergie des photons gamma permettent de bien supprimer le thallium, à hauteur de 60 %. On constate que la fenêtre des coupures en énergie est plus large lorsque les corrections optiques sont appliquées du fait de la distorsion des spectres en énergie après corrections. Cela se traduit par une augmentation de l'efficacité de sélection du signal $\beta\beta2\nu^*$, mais également par une acceptance plus élevée des différents bruits de fond.

	Efficacité de sélection (%)				
Coupure (MeV)	$\beta\beta2\nu^*$	^{208}Tl	^{214}Bi	*radon*	S/B
Base	100±0,1	100±0,1	100±0,1	100±0,2	0,28±0,03
Base + $E_{e^-}^{min}$ = [0,05 ;0,30]	90,2±0,1	65,34±0,08	49,84±0,08	51,2±0,1	0,43±0,06
Base + $E_{e^-}^{max}$ = [0,15 ;0,70]	94,7±0,1	63,92±0,08	50,93±0,08	49,0±0,1	0,46±0,06
Base + E_{γ}^{min} = [0,00 ;0,75]	100,0±0,1	100,0±0,1	100,0±0,1	100,0±0,2	0,28±0,03
Base + E_{γ}^{max} = [0,20 ;0,80]	82,21±0,09	37,56±0,05	61,06±0,09	59,1±0,1	0,50±0,07
Base + ($E_{e^-}^{min}$+$E_{e^-}^{max}$) = [0,20 ;1,0]	94,5±0,1	61,57±0,08	45,36±0,07	45,1±0,1	0,49±0,07
Base + (E_{γ}^{min}+E_{γ}^{max}) = [0,15 ;1,35]	94,80±0,1	49,60±0,07	82,3±0,1	80,5±0,2	0,43±0,06

TABLE 5.13 – Efficacité de sélection totale des évènements $\beta\beta2\nu^*$ et de bruit de fond conservés et rapport signal sur bruit (S/B) en fonction de la coupure appliquée sur les énergies individuelles et sommées des particules avec application des corrections en énergie.

Les tableaux 5.14 et 5.15 résument les valeurs d'efficacité de sélection du signal $\beta\beta2\nu^*$, le nombre d'évènements de bruit de fond attendus dans la ROI et la valeur de sensibilité sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta2\nu$ du ^{82}Se vers l'état excité 2_2^+ du ^{82}Kr obtenues en fonction des coupures appliquées sur les énergies individuelles des électrons et des photons gamma, ainsi que sur les énergies sommées, sans et avec prise en compte des corrections optiques.

Une fois les coupures faites sur les énergies individuelles des particules, les coupures sur les énergies sommées ne permettent plus d'améliorer le rapport signal sur bruit. L'optimisation

Coupure (MeV)	ROI (MeV)	$\epsilon(\beta\beta2\nu^*)$ (%)	^{208}Tl	^{214}Bi	*radon*	$T_{1/2}^{2\nu^*} \times 10^{22}$ ans
Base	[0,3 ;1,95]	0,103±0,005	0,89±0,05	4,0±0,2	6,0±0,5	1,48±0,08
$+E_{e^-}^{min}$=[0,05 ;0,25]	[0,5 ;1,95]	0,083±0,005	0,48±0,04	1,7±0,2	2,8±0,4	1,7±0,1
$+E_{e^-}^{max}$=[0,15 ;0,65]	[0,8 ;1,9]	0,073±0,004	0,34±0,03	1,0±0,1	1,6±0,3	1,8±0,1
$+E_{\gamma}^{min}$=[0,00 ;0,75]	[0,5 ;2,2]	0,073±0,004	0,33±0,03	1,0±0,1	1,6±0,3	1,8±0,1
$+E_{\gamma}^{max}$=[0,20 ;0,75]	[0,5 ;2,3]	0,067±0,004	0,25±0,03	0,7±0,1	1,1±0,2	2,0±0,1
$+(E_{e^-}^{min}+E_{e^-}^{max})$=[0,20 ;0,95]	[0,5 ;2,3]	0,067±0,004	0,25±0,03	0,7±0,1	1,1±0,2	2,0±0,1
$+(E_{\gamma}^{min}+E_{\gamma}^{max})$=[0,15 ;1,5]	[0,5 ;2,3]	0,067±0,004	0,25±0,03	0,7±0,1	1,1±0,2	2,0±0,1

TABLE 5.14 – Valeur de sensibilité sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta2\nu$ du ^{82}Se vers l'état excité 2_2^+ du ^{82}Kr, efficacité de sélection de la $\beta\beta2\nu^*$ et nombre d'évènements de bruit de fond attendus dans la ROI optimisée avec application successive des coupures sur les énergies individuelles et sommées des particules sans application des corrections en énergie.

Coupure (MeV)	ROI (MeV)	$\epsilon(\beta\beta2\nu^*)$ (%)	^{208}Tl	^{214}Bi	*radon*	$T_{1/2,C}^{2\nu^*}(\times10^{22}$ ans)
Base	[0,60 ;1,85]	0,098±0,005	0,83±0,05	3,7±0,2	5,4±0,5	1,48±0,07
$+E_{e^-}^{min}$=[0,05 ;0,30]	[0,3 ;1,95]	0,086±0,005	0,63±0,04	2,2±0,2	3,2±0,4	1,63±0,09
$+E_{e^-}^{max}$=[0,15 ;0,70]	[0,5 ;2,00]	0,090±0,005	0,59±0,04	1,8±0,2	2,7±0,4	1,8±0,1
$+E_{\gamma}^{min}$=[0,00 ;0,75]	[0,5 ;2,00]	0,090±0,005	0,59±0,04	1,8±0,2	2,7±0,4	1,8±0,1
$+E_{\gamma}^{max}$=[0,20 ;0,80]	[0,7 ;2,15]	0,076±0,004	0,38±0,03	1,1±0,1	1,6±0,3	1,9± 0,1
$+(E_{e^-}^{min}+E_{e^-}^{max})$=[0,20 ;1,0]	[0,6 ;2,1]	0,077±0,004	0,38±0,03	1,1±0,1	1,6±0,3	1,9±0,1
$+(E_{\gamma}^{min}+E_{\gamma}^{max})$=[0,15 ;1,35]	[0,6 ;2,15]	0,077±0,004	0,38±0,03	1,1±0,1	1,6±0,3	1,9±0,1

TABLE 5.15 – Valeur de sensibilité sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta2\nu$ du ^{82}Se vers l'état excité 2_2^+ du ^{82}Kr, efficacité de sélection de la $\beta\beta2\nu^*$ et nombre d'évènements de bruit de fond attendus dans la ROI optimisée avec application successive des coupures sur les énergies individuelles et sommées des particules avec application des corrections en énergie.

des sélections sur les énergies individuelles et sommées des électrons et des photons gamma permettent d'obtenir les spectres en énergie totale présentés figure 5.21 sans et avec application des corrections en énergie.
L'optimisation de la ROI permet d'obtenir les figures 5.22 et 5.23 pour lesquelles les corrections en énergie sont respectivement non appliquées et appliquées.
La valeur de sensibilité du démonstrateur sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta2\nu^*$ du ^{82}Se vers l'état excité 2_2^+ du ^{82}Kr est de $T_{1/2}^{2\nu^*} > (2{,}0 \pm 0{,}1).10^{22}$ ans sans prise en compte des corrections en énergie et $T_{1/2,C}^{2\nu^*} > (1{,}9 \pm 0{,}1).10^{22}$ ans avec prise en compte des corrections en énergie pour une exposition de 17,5 kg.an. L'optimisation des coupures sur les énergies individuelles ($E_{e^-}^{min}$, $E_{e^-}^{max}$, E_{γ}^{min}, E_{γ}^{max}) et sommées ($E_{\gamma}^{min}+E_{\gamma}^{max}$, $E_{e^-}^{min}+E_{e^-}^{max}$) des électrons et des photons gamma permet une amélioration de l'ordre de 35 % sur la valeur de sensibilité $T_{1/2}^{2\nu^*}$ et de l'ordre de 28 % sur $T_{1/2,C}^{2\nu^*}$.

Ce travail a permis d'évaluer l'impact des corrections optiques sur la sensibilité attendue du démonstrateur à la demi-vie de la décroissance $\beta\beta2\nu$ du ^{82}Se vers l'état excité 2_2^+ du ^{82}Kr. Cette analyse a montré que les corrections en énergie distordent les spectres en énergie des électrons et des photons gamma de manière différente, c'est-à-dire avec un décalage des spectres électrons et gammas vers les plus basses énergies (effet Birks) et aussi un élargissement des spectres gammas à haute énergie. Après optimisation des coupures sur les évènements, la sensibilité obtenue sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta2\nu^*$ est identique aux erreurs statistiques près avec et sans application des corrections optiques. L'analyse développée dans cette étude a donc permis, malgré la prise en compte de la forme réelle (énergie visible) des spectres en énergie, de ne pas perdre en sensibilité.

La meilleure valeur actuelle de sensibilité sur la demi-vie de ce processus a été obtenue par l'expérience CUPID-0 [125]. Ce détecteur est un démonstrateur de CUPID, utilisant des bolomètres scintillants enrichis en ^{82}Se. CUPID-0 a posé une limite sur la demi-vie de $T^{2\nu^*}_{1/2}(0^+_1 \rightarrow 2^+_2) > 1{,}0.10^{22}$ ans. Avec une sensibilité de $T^{2\nu^*}_{1/2,C} > (1{,}9 \pm 0{,}1).10^{22}$ ans, le démonstrateur SuperNEMO deviendrait donc l'expérience la plus sensible sur cette décroissance.

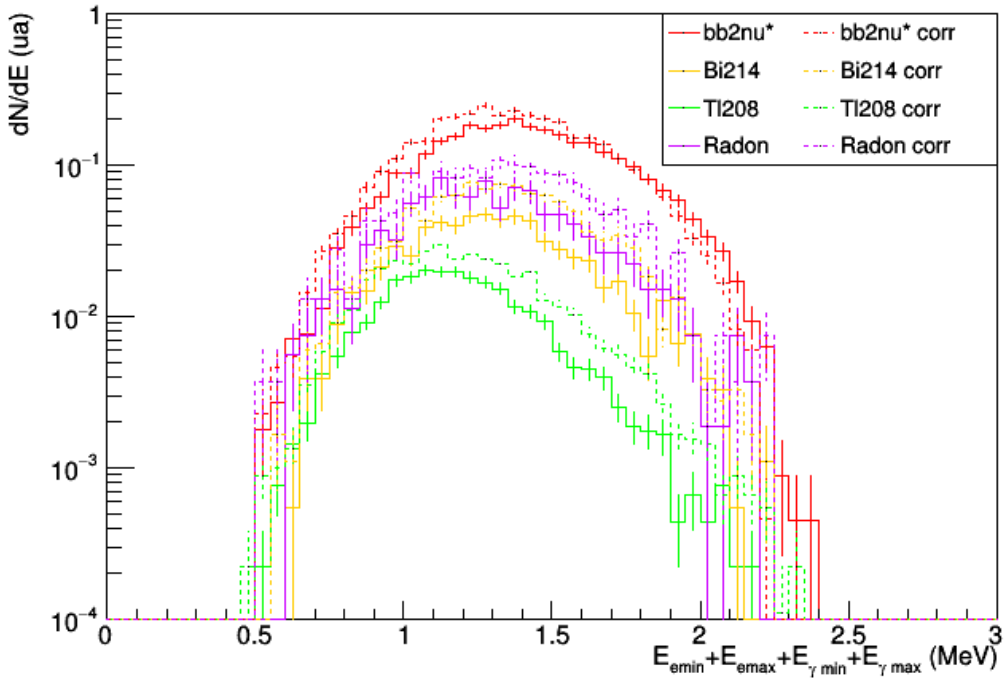


FIGURE 5.21 – Spectres en énergie totale des évènements ($ee\gamma\gamma$) normalisés à l'activité de chaque contribution, sans (lignes pleines) et avec (lignes pointillées) application des corrections optiques et après optimisation des coupures sur les énergies individuelles et sommées des particules. Le spectre en énergie de la décroissance $\beta\beta2\nu^*$ est normalisé à la valeur maximale de sensibilité obtenue.

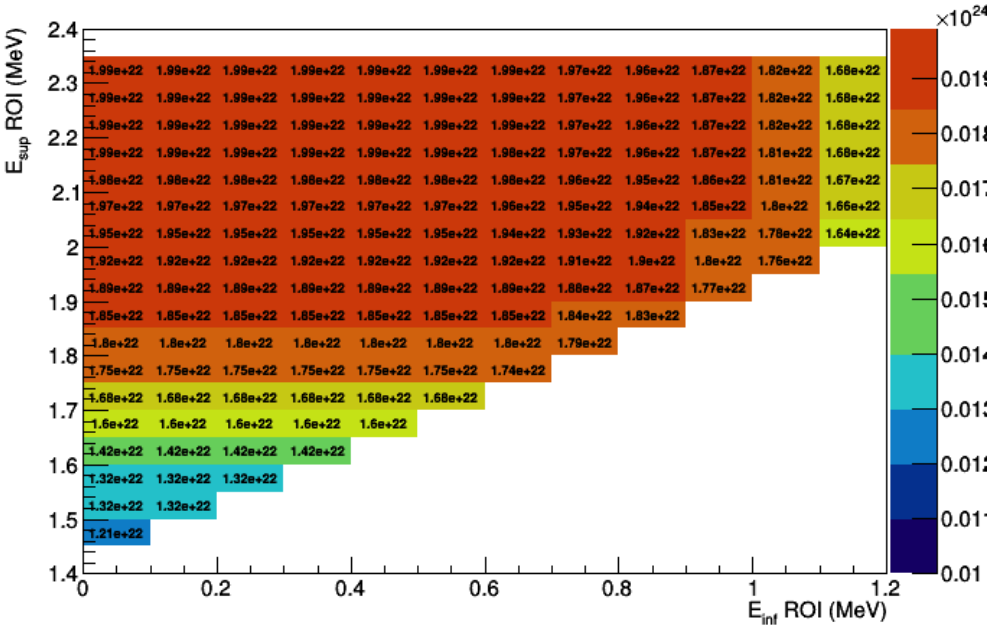


FIGURE 5.22 – Sensibilités obtenues sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta2\nu$ du ^{82}Se vers l'état excité 2_2^+ du ^{82}Kr en fonction des bornes supérieures et inférieures de la ROI sans application des corrections optiques après optimisation des coupures sur les énergies individuelles et sommées des particules.

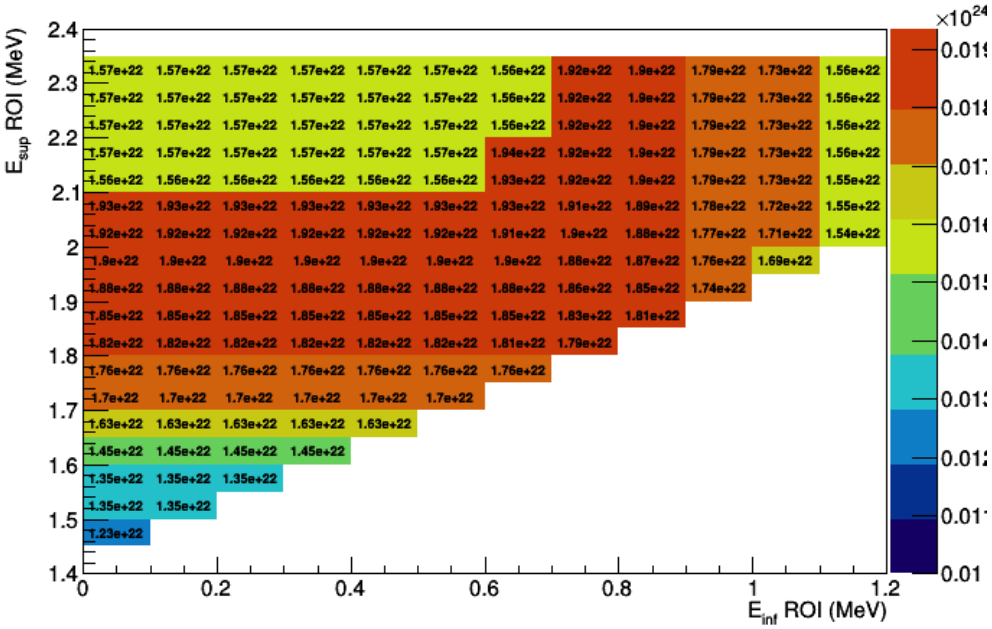


FIGURE 5.23 – Sensibilités obtenues sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta2\nu$ du ^{82}Se vers l'état excité 2_2^+ du ^{82}Kr en fonction des bornes supérieures et inférieures de la ROI avec application des corrections optiques après optimisation des coupures sur les énergies individuelles et sommées des particules.

Chapitre 6

Première preuve de principe du projet LiquidO

Sommaire

6.1 Le projet LiquidO 156

6.1.1 Principe général 156

6.1.2 Scintillateur et confinement de la lumière 157

6.1.3 Collection et détection de la lumière 159

6.1.4 Identification des particules 164

6.1.5 Potentiel pour la physique du neutrino 165

6.2 Étude des données du prototype μLiquidO 176

6.2.1 Description du prototype μLiquidO 176

6.2.2 Distributions du nombre de photons collectés 177

6.2.3 Caractérisation des nouveaux scintillateurs NoWaSH 182

6.2.4 Simulation optique de μLiquidO 185

6.3 Prototype Mini-LiquidO 190

6.3.1 Dispositif expérimental 190

6.3.2 Simulation optique de Mini-LiquidO 191

Voila près de 70 ans que des expériences basées sur l'utilisation de scintillateurs liquides traquent les neutrinos. Cette technique de détection présente cependant des limitations liées à la transparence du milieu qui impacte son potentiel pour certaines applications. Afin de pallier à ces limitations, le projet LiquidO propose une technique inédite mettant en jeu un nouveau genre de scintillateur liquide.
Dans ce chapitre, nous aborderons tout d'abord le principe de détection de cette nouvelle R&D LiquidO, de la création de la lumière dans le scintillateur à sa détection. Cette première partie sera complétée par une présentation du potentiel de LiquidO en physique des neutrinos. Les deux prototypes fabriqués au CENBG et dédiés à l'étude du comportement de la lumière dans le scintillateur LiquidO seront ensuite présentés. Nous donnerons notamment les résultats expérimentaux obtenus avec le premier prototype μLiquidO ainsi que les résultats des simulations optiques pour chacun des prototypes.

6.1 Le projet LiquidO

6.1.1 Principe général

La première détection de neutrino a été réalisée en 1956 par Cowan et Reines grâce à l'utilisation de scintillateur liquide transparent [17]. Dans cette expérience, la lumière de scintillation était produite par l'interaction des photons gamma issus de l'annihilation du positron ou de la capture du neutron à la suite d'une réaction bêta inverse des antineutrinos de réacteurs sur les protons du milieu ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$). Les photons de scintillation étaient ensuite détectés par des photomultiplicateurs situés à quelques dizaines de centimètres du lieu de production de la lumière.
Depuis, un grand nombre d'expériences, comme DoubleChooz, KamLAND-Zen ou le futur détecteur JUNO par exemple, se basent sur le même principe de détection afin d'étudier les neutrinos. De manière générale, la détection de neutrinos s'effectue dans des milieux transparents (scintillateur, eau ultra-pure) afin d'étudier les rayonnements secondaires issus de l'interaction de neutrinos avec le volume de détection.

La facilité de production de ces milieux transparents permet la création de détecteurs possédant un volume de détection gigantesque afin de compenser le faible taux d'interaction des neutrinos. Ces détecteurs font toutefois face à plusieurs limitations au niveau de :

— la transparence du scintillateur : pour faire face à l'augmentation de la taille des détecteurs et également améliorer la précision sur la mesure en énergie, ces milieux doivent donc être de plus en plus transparents (longueurs d'atténuation et de diffusion très grandes, de l'ordre de plusieurs mètres) afin de permettre à la lumière produite d'être vue par des PM pouvant être situés jusqu'à plusieurs dizaines de mètres de distance !

— la reconstruction de la topologie des évènements : c'est une limitation inhérente à l'utilisation de grands volumes transparents qui ne permettent pas d'identifier la topologie des évènements (utile pour améliorer la réjection des bruits de fond) sans une segmentation mécanique complexe.

— le dopage en isotopes d'intérêt : certaines expériences cherchent aussi à incorporer des isotopes dans le volume de détection (dopage $\sim 1\,\%$ de la masse du volume de détection) afin de mener des études telles que la recherche de la décroissance double bêta. L'ajout de composants dans les milieux de détection peut aussi permettre d'améliorer les performances de détection en augmentant par exemple le rendement lumineux. Toutefois, la contrainte liée à la transparence du détecteur ne permet pas d'incorporer de grandes quantités de matière sous peine d'augmenter l'absorption de la lumière.

Compte tenu de ces limitations, les expériences basées sur l'utilisation de milieux transparents nécessitent donc aujourd'hui des avancées technologiques majeures pour améliorer significativement leur sensibilité actuelle.

C'est dans ce contexte qu'est né le projet LiquidO basé sur une idée novatrice et contre-intuitive : l'utilisation d'un milieu opaque [1] [126] dans lequel la lumière est collectée localement par un réseau de fibres optiques (avec un espacement de l'ordre du centimètre) puis acheminée jusqu'aux photodétecteurs (figure 6.1). Cette technologie apporte deux avantages majeurs :

— l'identification des particules à partir de la localisation de leur point d'interaction grâce au confinement de la lumière,

1. Milieu opaque signifie ici non pas absorption de la lumière mais diffusion stochastique élevée permettant de confiner localement la lumière.

— un dopage important du milieu possible du fait de l'abandon du critère de transparence.

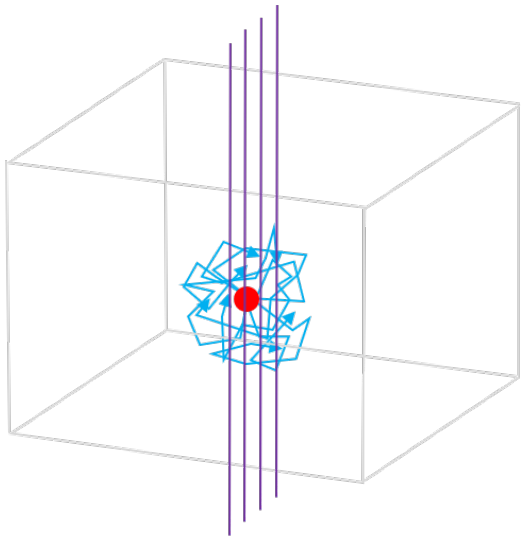
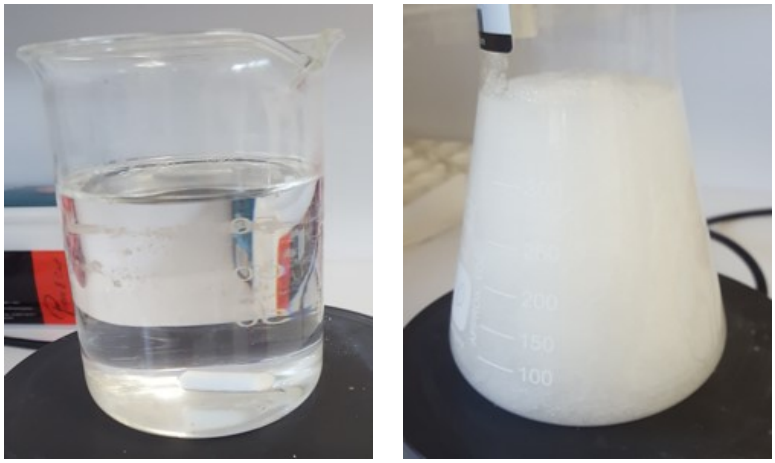


FIGURE 6.1 – Schéma du principe de détection de LiquidO. Le point rouge montre le lieu d'interaction. Le parcours des photons de scintillations est représenté en bleu cyan et quatre fibres verticales sont représentées en violet.

6.1.2 Scintillateur et confinement de la lumière

Liquide scintillant de référence

Afin de déterminer les caractéristiques du nouveau scintillateur opaque de LiquidO, nous utilisons aussi un scintillateur liquide standard qui sert de référence. Il s'agit d'un scintillateur organique, le LAB (Linear AlkylBenzene, visible figure 6.2-a), dont le principe d'émission de lumière est le même que celui décrit dans le chapitre 3.1.1.

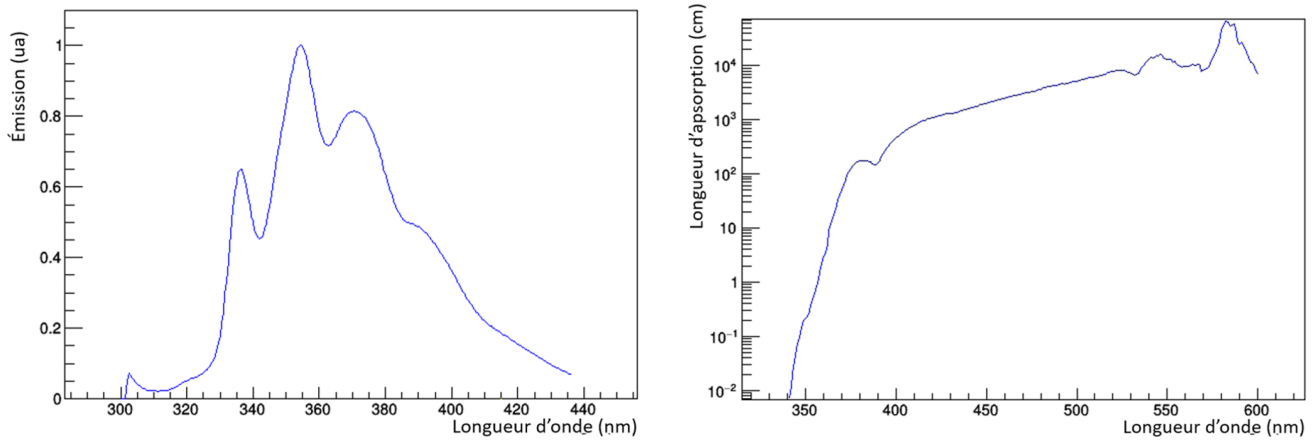


— a — — b —

FIGURE 6.2 – Liquides scintillants transparent (LAB) (a) et opaque (NoWaSH avec 20 % de paraffine) (b) à température ambiante.

Cette chaîne alkyle fixée sur un cycle aromatique de benzène ($C_6H_5C_nH_{2n+1}$ avec n variant typiquement de 10 à 16) [127] est une huile issue de la pétrochimie. Sa facilité de production,

son faible coût, sa haute transparence et sa radiopureté naturelle en font le scintillateur de prédilection des expériences actuelles. Le LAB scintille dans l'ultraviolet (UV) et des additifs, tels que le PPO ou le pTP, permettent à ces photons d'être absorbés puis réémis avec une longueur d'onde décalée vers le proche UV facilement détectable avec les photodétecteurs actuels. Les spectres d'émission et d'absorption des photons de scintillation du LAB sont présentés figures 6.3-a et 6.3-b. Ce scintillateur émet majoritairement des photons de longueurs d'onde comprises entre 350 et 380 nm et il est transparent à sa propre longueur d'onde d'émission.



— a — — b —

FIGURE 6.3 – Probabilité d'émission (a) et longueur d'absorption (b) des photons de scintillation du LAB en fonction de la longueur d'onde.

Liquide scintillant opaque

À ce jour, il n'existe aucun scintillateur qui ait été volontairement développé pour son opacité. Plusieurs idées ont émergé au sein de la collaboration LiquidO pour inventer ce nouveau type de scintillateur, par ajout de composés fortement diffusifs dans une matrice de scintillateur transparent, tels des copeaux de scintillateur, des micro-billes ou des macro-molécules.
Le liquide scintillant opaque utilisé dans LiquidO (figure 6.2-b), appelé NoWaSH (New opaque Wax Scintillator, Heidelberg) [12], est composé de LAB et PPO (transparent) dans lequel de la paraffine est dissoute. Le LAB avec ajout de PPO joue ici le rôle de scintillateur et de solvant. La paraffine, une fois dissoute, diminue la longueur de diffusion des photons de scintillation et permet ainsi leur confinement. Le NoWaSH ayant une base de LAB, ses spectres d'émission et d'absorption sont les mêmes que ceux du LAB pur présentés sur les figures 6.3-a et 6.3-b. Ses propriétés optiques comparées à celles du LAB sont présentées dans le tableau 6.1. Le NoWaSH

Propriété	**LAB**	**NoWaSH**
Indice de réfraction	1,48	1,48
Rendement lumineux	9000 ph/MeV	[8500-9000] ph/MeV
Longueur d'atténuation	23 m à 430 nm	>2 m entre [370-410] nm
Longueur de diffusion	» 1 m	< 2 mm

TABLE 6.1 – Propriétés optiques du LAB et du NoWaSH avec une concentration supérieure ou égale à 10 % de paraffine [12].

présente une opacité plus ou moins importante selon sa température. La paraffine dissoute dans le LAB cristallise à basse température, ce qui augmente la diffusivité du milieu, tandis qu'elle se liquéfie et devient progressivement plus translucide avec l'augmentation de la température. Ce comportement a été étudié avec des scintillateurs opaques ayant différentes concentrations de paraffine avec le prototype μLiquidO. Les résultats sont présentés section 6.2.

6.1.3 Collection et détection de la lumière

Fibres optiques

Une fibre optique est un fil transparent doté d'une âme (ou cœur) et d'une ou plusieurs gaines qui permettent d'acheminer la lumière sur de grandes distances. Il existe différents types de fibres, qui diffèrent par leur géométrie (section carrée ou ronde) ou par leurs propriétés physiques (efficacité de piégeage, longueur d'atténuation, composition scintillante ou décalant la longueur d'onde incidente).
Les fibres optiques utilisées pour les premiers prototypes de LiquidO sont des fibres de type B3 produites par Kuraray [13] à section circulaire de 1 mm de diamètre. Ce sont des fibres multigaines à décalage de longueur d'onde (WaveLength Shifting fibres, WLS) dopées à 200 ppm d'agents fluorescents dans le cœur dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 6.2.

	Matériau	**Indice de réfraction**	**densité** (g/cm^3)	**Épaisseur** (mm)
Cœur	Polystyrène	1,59	1,05	0,92
Enrobage interne	Polyméthacrylate de méthyle	1,49	1,19	0,02
Enrobage externe	Fluoropolymère	1,42	1,43	0,02

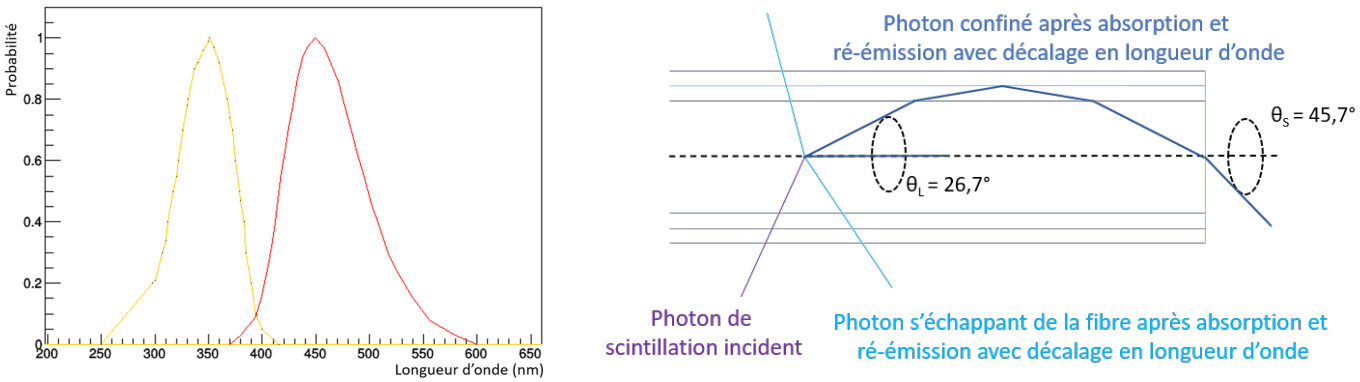
Absorption	**Émission**	**Longueur d'atténuation**
[250-415] nm (maximum à 351 nm)	[370-600] nm (maximum à 450 nm)	> 4 m

TABLE 6.2 – Caractéristiques des fibres optiques Kuraray B3 utilisées dans LiquidO [13].

Ces fibres absorbent les photons UV émis par le scintillateur liquide et les ré-émettent isotropiquement en décalant leur longueur d'onde suivant les spectres d'absorption et d'émission présentés figure 6.4-a. Le décalage en longueur d'onde permet de s'adapter à l'optimum de détection de lumière des photodétecteurs mais surtout de piéger une fraction des photons entrant dans la fibre dès lors qu'ils sont ré-émis avec un angle inférieur à un angle limite θ_L illustré figure 6.4-b. Cet angle est déterminé par la loi de Snell-Descartes et dépend donc des différents indices optiques (n) des milieux mis en jeu : $\sin(\theta_L) = \sqrt{n_{cœur}^2 - n_{gaine}^2}$. Le photon peut alors se propager dans la fibre jusqu'à être soit absorbé par cette dernière, soit sortir de la fibre à une de ses extrémités selon un angle de sortie θ_S. À noter que la présence d'agents fluorescents dans la fibre diminue la longueur d'atténuation de la fibre. La présence de plusieurs enrobages (fibres multigaines) permet de compenser ce problème en réduisant le parcours des photons dans le cœur de la fibre où se trouvent les composés fluorescents.

Photodétecteurs SiPM

La lumière collectée puis réémise par les fibres optiques est acheminée jusqu'aux photodétecteurs placés à leur extrémité. Pour les prototypes LiquidO, le choix s'est porté sur des



— a — — b —

FIGURE 6.4 – Probabilités d'absorption (en jaune) et d'émission (en rouge) des fibres en fonction de la longueur d'onde des photons (a) et schéma de principe d'une fibre optique à décalage de longueur d'onde (b).

compteurs photomultiplicateurs multipixel (MPPC) aussi appelés photomultiplicateurs silicium (SiPM). Il s'agit d'une matrice de photodiodes silicium à avalanche qui sont des photodétecteurs de type semi-conducteurs à jonction PN fonctionnant en mode Geiger. Ces détecteurs ont un gain important (de l'ordre de 10^6, comparable à celui des photomultiplicateurs) et un temps de réponse très rapide (quelques ns) qui en fait d'excellents candidats pour accéder à la dynamique des évènements. Cependant, leur bruit est beaucoup plus élevé ([10-100] kHz) que celui des photomultiplicateurs traditionnellement utilisés ([10-100] Hz).

Rappel sur les semi-conducteurs

Dans un matériau, les électrons peuvent avoir des énergies comprises dans différents intervalles, appelés bandes, obéissant à la statistique de Fermi-Dirac. On distingue trois bandes possibles :

— la bande de valence, dernière bande d'énergie complètement remplie par les électrons. Les électrons localisés sur cette bande participent à la cohésion des atomes dans les molécules.

— la bande de conduction, première bande d'énergie permise qui suit la bande de valence. Elle peut être vide d'électrons ou en partie remplie. Les électrons sur cette bande sont délocalisés dans le réseau atomique et participent à la conduction électrique.

— la bande interdite, fossé en énergie séparant la bande de conduction et la bande de valence, dans laquelle aucun électron ne peut se trouver.

Les matériaux conducteurs sont caractérisés par un recouvrement des bandes de valence et de conduction (figure 6.5-gauche). Cela permet aux électrons de circuler librement dans le matériau. Les isolants ont quant à eux une bande de conduction vide d'électrons et une bande d'énergie interdite très grande (plusieurs dizaines d'eV), interdisant le passage d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction (figure 6.5-milieu). Il existe une troisième catégorie de matériaux, appelés semi-conducteurs, dont la structuration en bande est similaire à celle des isolants mais dont la bande interdite est suffisamment petite (quelques eV) pour autoriser le passage d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction grâce à un apport d'énergie extérieur (figure 6.5-droite). Le départ de l'électron de la bande de valence crée une lacune appelée trou. Celle-ci va s'apparier avec l'électron dans la bande de conduction et migrer au sein du matériau si celui-ci est soumis à un potentiel électrique. Pour réduire le fossé en énergie que constitue la bande interdite, un semi-conducteur peut être dopé avec des impuretés dont les niveaux d'énergie se situent entre les bandes de valence et de conduction. On parle de dopage N si les impuretés augmentent la densité d'électrons et de dopage P si elles

augmentent la densité de trous.
Les SiPM sont des semi-conducteurs à jonction NPN qui permettent de bien discriminer un signal issu de l'interaction d'un photon de celui causé par le bruit thermique. Les SiPM sont particulièrement adaptés à la détection de faibles quantités de photons.

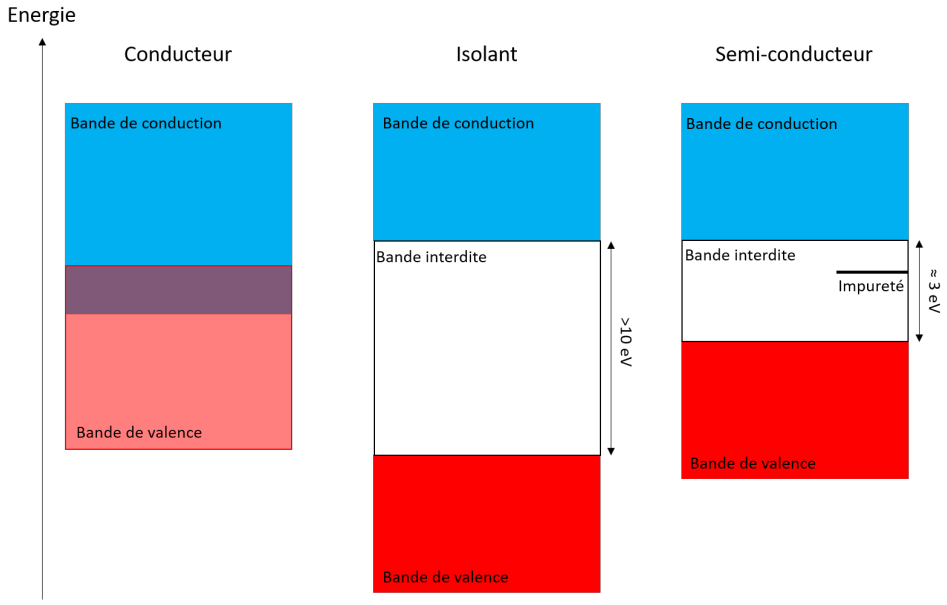


FIGURE 6.5 – Schéma des niveaux d'énergie en bandes pour un conducteur (à gauche), un isolant (au milieu) et un semi-conducteur (à droite).

Fonctionnement des SiPM

Lorsqu'un photon de scintillation atteint le SiPM, il crée un photoélectron par effet photoélectrique. Ce photoélectron passe alors dans la bande de conduction où une avalanche électronique se crée sous l'effet d'un champ électrique appliqué afin de donner lieu à un signal électrique mesurable. Pour fonctionner, un SiPM a donc besoin d'être alimenté par deux tensions :

— la tension de polarisation de quelques volts ($\approx 5\,\mathrm{V}$) qui sert à polariser la jonction PN du semi-conducteur ;

— la tension d'opération comprise typiquement entre 50 et 100 volts qui permet l'avalanche électronique. Cette avalanche augmente le gain du SiPM tout en améliorant la résolution en temps et l'efficacité de détection des photons. La contrepartie est une augmentation du nombre de post-signaux ("afterpulses"), du bruit noir ("dark count") et du dialogue interpixel ("crosstalk" ou "diaphonie"), qui diminue le rapport signal sur bruit.

Les SiPM possèdent une efficacité de détection des photons (PDE) définie par :

$$PDE = QE \times \epsilon \tag{6.1}$$

où QE est l'efficacité quantique correspondant à la probabilité que le photon soit converti en photoélectron par effet photoélectrique, et ϵ est la probabilité de faire une avalanche. L'efficacité de détection PDE des SiPM est plus importante (35 % en moyenne) que celle des photomultiplicateurs ($\approx$ 26 % = 37 % (QE) $\times$ 0,7 (efficacité de collection pour un photomultiplicateur 8" de SuperNEMO)).

Signal de sortie des SiPM

Les SiPM offrent la possibilité de compter des photons uniques grâce à la pixélisation. En effet, chaque pixel délivre un signal de sortie et les impulsions sont ensuite sommées. Cela signifie que si le SiPM compte N photons, l'amplitude du signal de sortie sera N fois l'amplitude d'une impulsion délivrée par un pixel. Dans le cas où un pixel est touché par plusieurs photons dans un laps de temps très court, le signal délivré par ce pixel correspond à un signal 1 photon, ce qui ajoute alors des non-linéarités dans le nombre de photons comptés en cas de forte illumination. Le choix de la pixelisation du SiPM sera donc à adapter suivant la quantité de lumière à détecter.
Un exemple de distribution typique du nombre de photons collectés pour un ensemble d'évènements est représenté figure 6.6 (illustration de Hamamatsu [8]). Nous observons sur cette figure le piédestal à 0 photon (pas de photon détecté, déclenchement sur la ligne de base des signaux), ainsi que les "photopics" correspondant à 1 photon, 2 photons... détectés. Il est possible, à partir de ce type de spectre, d'extraire le nombre moyen de photons collectés sur l'ensemble des évènements analysés. Cette information sera utilisée pour caractériser la réponse des prototypes LiquidO.

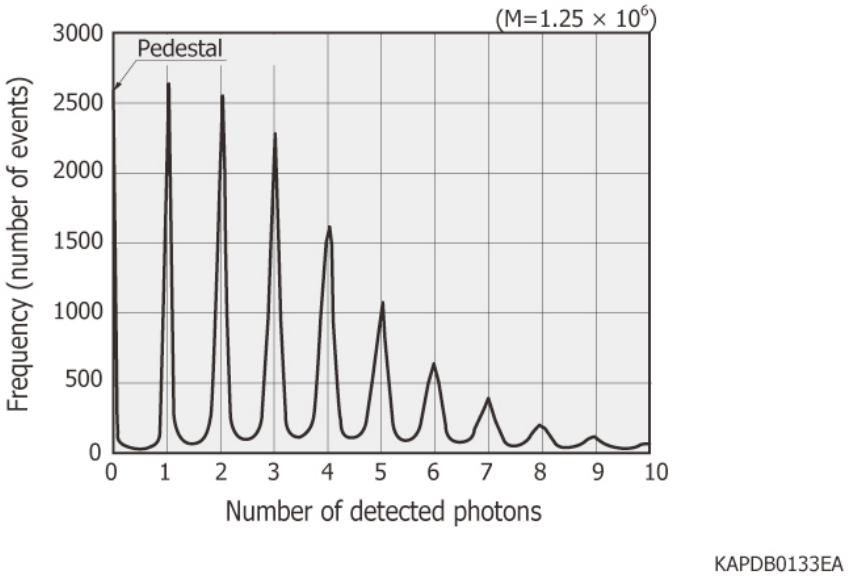


FIGURE 6.6 – Exemple de distribution du nombre de photons détectés par un SiPM sur un ensemble d'événements d'une prise de données. Figure du fabricant Hamamatsu [8].

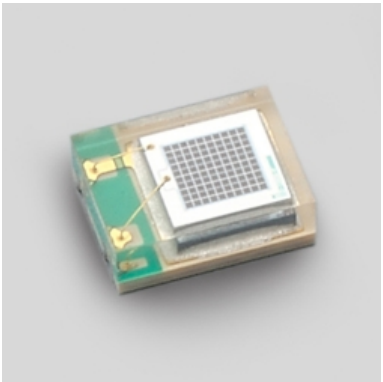
SiPM des prototypes LiquidO

Le choix des SiPM pour les prototypes LiquidO s'est porté sur la série S13360-1350PE produite par Hamamatsu (figure 6.7-a) [8]. Ces SiPM sont bien adaptés aux caractéristiques des fibres, tant par leur dimension (1,3 × 1,3 mm) que par leur pouvoir de détection. En effet, le PDE (figure 6.7-b) est grand et son maximum correspond à la longueur d'onde des photons émis par les fibres (PDE = 40 % à 450 nm). Le nombre de pixels (50 μm × 50 μm) égal à 667 est également adapté à la quantité de photons de scintillation attendus.

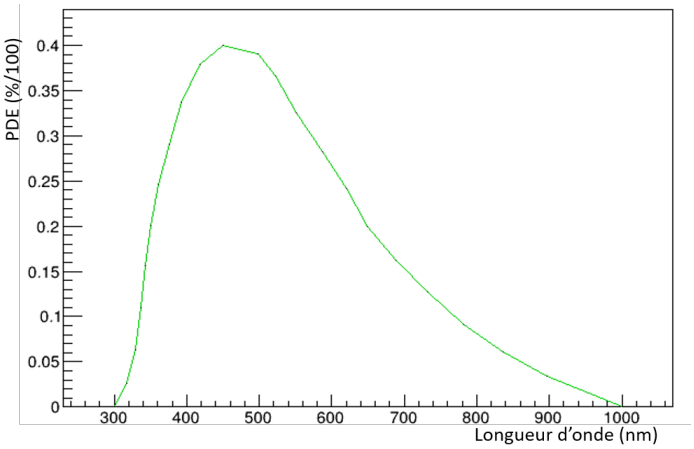
Électronique

L'électronique qui sera utilisée pour les prototypes LiquidO a été spécialement conçue pour le projet par l'IJCLab. Elle est divisée en trois parties distinctes : les cartes SiC (SiPM Card), les cartes SiBB (SiPM Base Board) et l'acquisition SAMPIC.

Les cartes SiC (figure 6.8-a) intègrent l'ensemble de l'électronique permettant l'alimentation du SiPM (au centre de la figure) avec une tension d'opération de +56 V et une tension

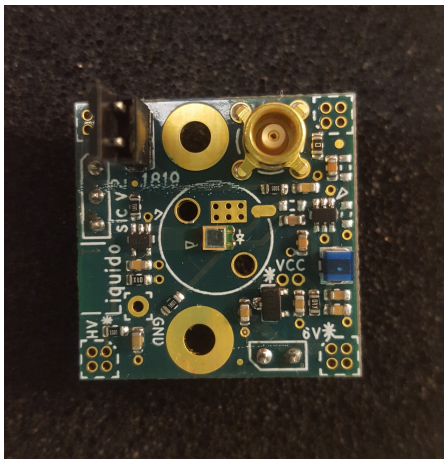


— a —

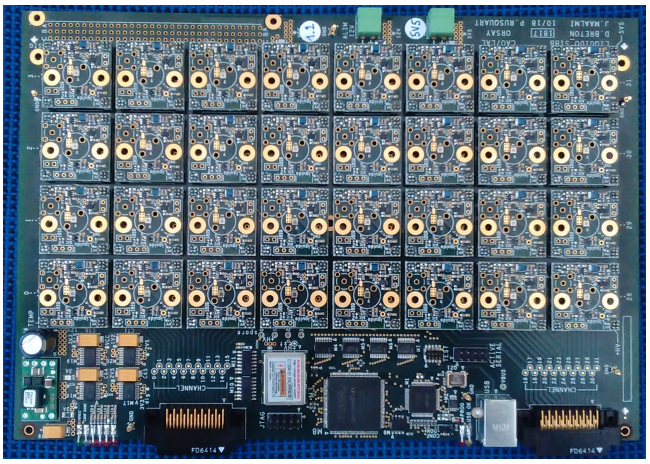


— b —

FIGURE 6.7 – MPPC S13360-1350PE (a) et courbe d'efficacité de détection des photons en fonction de la longueur d'onde du SIPM (b).



— a —



— b —

FIGURE 6.8 – Photographies des cartes SiC (a) et SiBB (b) utilisées dans LiquidO.

de polarisation de +5,5 V (qui permet également d'alimenter les amplificateurs) ainsi que la récupération du signal amplifié polarisé en négatif. Elles sont équipées d'un senseur de température individuel qui permet d'influer automatiquement sur la tension d'opération appliquée au SiPM pour compenser les modifications de gain dues aux variations de température. Les cartes SiC peuvent être utilisées individuellement ou regroupées. Dans le premier cas, l'utilisateur peut facilement collecter le signal grâce à un connecteur MCX. Dans le second cas, les SiC sont fixées sur une carte SiBB. Les cartes SiBB (figure 6.8-b) peuvent accueillir jusqu'à 32 cartes SiC et sont équipées de toute l'électronique nécessaire au fonctionnement de l'ensemble des SiC (alimentation commune, ajustement des gains individuels, lecture des signaux) ainsi qu'une carte FPGA pour assurer le contrôle de toutes ces fonctionnalités. La connexion à l'acquisition est assurée par deux connecteur 3M 16 voies. Une simple interface USB 2.0 permet à l'utilisateur de contrôler les cartes via un logiciel dédié. L'acquisition SAMPIC est basée sur la technologie des ASIC SAMPIC. Il s'agit d'une électronique avec une fréquence d'échantillonnage très rapide pouvant aller jusqu'à 8,5 GS/s. Le signal est échantillonné sur 64 canaux et chaque canal représente 117,6 ps. Cette acquisition est capable d'accueillir jusqu'à 64 (4 × 16) voies de lecture en même temps.

6.1.4 Identification des particules

Le confinement stochastique de la lumière et sa lecture locale à l'aide des fibres permettront l'identification de particules. Les interactions d'électrons, de photons gamma et de positrons dans la gamme d'énergie du MeV ont été simulées dans un scintillateur opaque de type LiquidO afin de comparer les topologies des évènements (figures 6.9). Ces résultats ont été obtenus par

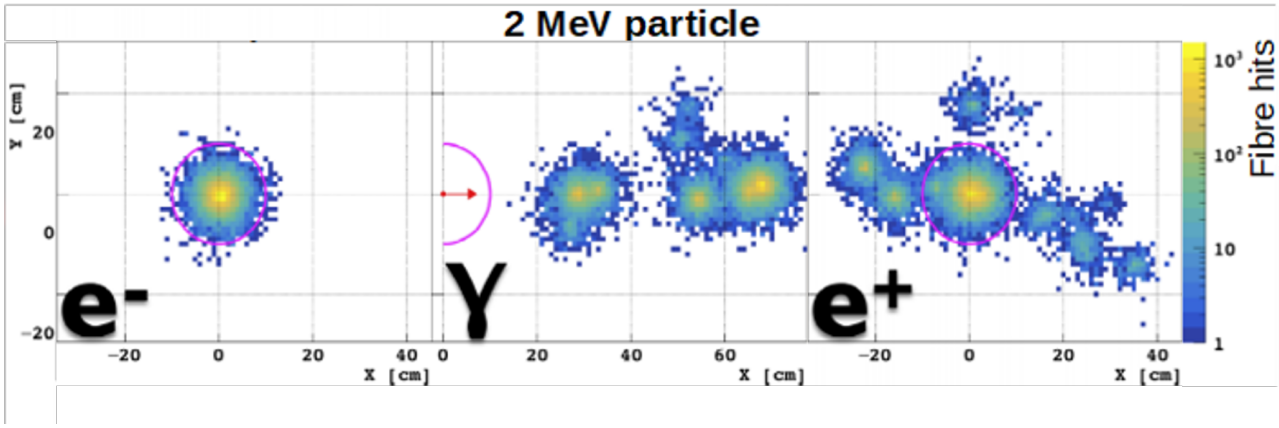


FIGURE 6.9 – Topologies simulées de l'interaction d'un électron (gauche), d'un gamma (milieu) et d'un positron (droite) de 2 MeV attendues dans du scintillateur opaque de 5 m de longueur d'absorption et de 5 mm de longueur de diffusion avec un réseau de fibres optiques de 0,5 mm de diamètre séparées de 1 cm. Chaque pixel correspond à une fibre touchée par un photon. L'échelle de couleur indique le nombre de fois où la fibre est touchée. Le cercle rose montre la taille typique d'un évènement électron de 2 MeV.

des simulations avec des fibres de 0,5 mm de diamètre arrangées selon un seul axe et espacées de 1 cm. Les longueurs de diffusion et d'absorption du scintillateur opaque utilisées dans ces simulation sont de 5 mm et 5 m respectivement.

— **Électron** : le parcours d'un électron de 2 MeV dans le scintillateur étant très court (de quelques mm), les photons de scintillation produits le long de sa trajectoire restent très localisés. La collection de la lumière sur le réseau de fibres optiques permet d'accéder à la répartition des photons de scintillation qui a alors l'allure d'une sphère de lumière (figure 6.9-gauche).

— **Photon gamma** : si le photon gamma dépose son énergie par de multiples diffusions Compton puis finit par un effet photoélectrique, il va mettre en mouvement des électrons le long de son parcours. Un signal gamma est donc une somme de signaux de type électron, c'est-à-dire une succession de sphères de lumière suivant la trajectoire du photon (figure 6.9-milieu). Si le photon gamma interagit selon le processus de création de paires, la topologie finale sera alors du type électron et positron.

— **Positron** : un positron va déposer son énergie puis s'annihiler avec un électron du milieu et produire deux photons gamma émis dans des directions opposées. Les photons gamma vont ensuite diffuser dans le milieu. La topologie attendue lors de l'interaction d'un positron est alors une sphère de lumière suivie de deux topologies gamma se propageant dans des directions opposées (figure 6.9-droite).

Afin de comparer les signaux attendus dans LiquidO avec ceux habituellement obtenus dans un scintillateur transparent, la figure 6.10 montre la topologie de l'interaction d'un positron de 1 MeV dans un milieu opaque à gauche et transparent à droite, avec, dans les deux cas, le réseau de fibres tel que décrit précédemment. Les photons gamma issus de l'annihilation du positron ne laissent qu'une trace très diffuse dans le scintillateur transparent si bien qu'il est impossible de

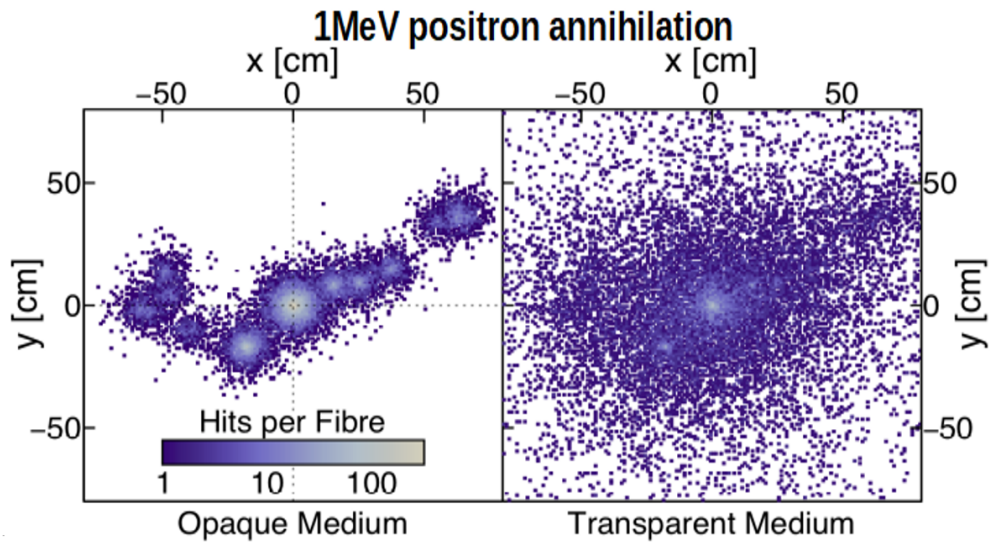


FIGURE 6.10 – Annihilation d'un positron de 1 MeV dans un milieu opaque (gauche) et transparent (droite). Chaque pixel correspond à une fibre optique et l'échelle de couleur correspond au nombre de fois où une fibre est touchée par un photon.

visualiser leurs interactions successives. Au contraire, leur propagation dans un milieu opaque rend possible la visualisation de leur parcours et si le nombre de photons de scintillation collectés est suffisant, il devient même possible de distinguer chaque lieu d'interaction. Si à cette capacité d'identification nous ajoutons une détection suffisamment rapide, la dynamique de l'évènement, c'est-à-dire la propagation au cours du temps de la particule, devient également accessible. Dans le cas de l'exemple de l'annihilation du positron présentée figure 6.10, cela revient à pouvoir voir la sphère de lumière issue de cette annihilation suivie par l'apparition successive des petites sphères provenant des diffusions Compton des photons gamma se propageant.

La capacité de LiquidO à pouvoir identifier les particules et les différentes topologies associées sera évaluée à l'aide d'un détecteur prototype de volume suffisant pour pouvoir reconstruire l'ensemble du parcours des particules, typiquement de l'ordre du m^3. Avant cela, il est nécessaire de valider les hypothèses du principe de base de la technique que sont :

— le confinement de la lumière produite par le nouveau scintillateur opaque et la collection locale de cette lumière ;

— la reconstruction d'une sphère de lumière associée à l'interaction ponctuelle d'une particule, typiquement lors de l'interaction d'un électron de 1 MeV.

Ces deux preuves de principe sont étudiées avec les prototypes respectivement μLiquidO et Mini-LiquidO, présentés sections 6.2 et 6.3.

6.1.5 Potentiel pour la physique du neutrino

La précision des résultats des expériences qui étudient les neutrinos dépend beaucoup de la quantité de bruit de fond mesuré et de l'efficacité de détection des particules. La possibilité d'identifier les particules et leur topologie d'interaction représente un moyen de réduire efficacement le bruit de fond. En ajoutant à cela la possibilité de charger le volume (dopage) avec des isotopes d'intérêt (émetteurs double bêta ou isotopes augmentant la section efficace d'interaction), LiquidO ouvre donc de nouvelles perspectives prometteuses de détection.

Ainsi, la technologie alliant localisation du point d'interaction, électronique rapide pour reconstruire la dynamique de l'évènement et dopage élevé en isotopes, devrait permettre une percée technologique bénéfique en particulier à la recherche en physique du neutrino. Quelques-unes de ces thématiques sont revues ici et l'accent est mis sur le potentiel de détection de LiquidO dans ces divers domaines. Notons bien qu'il ne s'agit pas à ce stade d'un programme de physique mais d'une description du potentiel d'un nouveau détecteur pour la physique du neutrino et des pistes de réflexion en cours.

Décroissance double bêta

La technologie de LiquidO offre de nombreux avantages dans la recherche de la décroissance $\beta\beta0\nu$:

— **Choix de l'isotope** : la capacité de dopage du liquide scintillant de LiquidO autorise l'utilisation de n'importe quel émetteur double bêta, sans limitation à priori. Cela permet donc de sélectionner les isotopes les plus favorables en terme d'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ (^{48}Ca), de demi-vie de la décroissance $\beta\beta2\nu$ (^{82}Se), d'abondance isotopique naturelle (^{130}Te) ou de facteur d'espace de phase $G^{0\nu}$ (^{150}Nd).

— **Masse importante** : LiquidO doit en principe supporter un dopage massique du milieu scintillant de 5 % à 30 % en isotopes émetteurs $\beta\beta$. Cela se traduit par une masse supérieure à 10 tonnes si l'on considère un volume de détection de 1000 m^3 (taille typique de SNO$^+$ ou KamLAND-Zen) et ce sans enrichissement. LiquidO a donc le potentiel de devenir une expérience multi-tonnes, critère nécessaire pour atteindre la sensibilité $\beta\beta0\nu$ (avec échange de neutrinos légers) attendue dans le cas de l'ordre normal des masses des neutrinos.

— **Faible coût** : le coût principal d'une expérience $\beta\beta$ est dominé par la source émettrice qui nécessite aujourd'hui d'être enrichie. Ce critère peut être rédhibitoire pour les prochaines générations d'expériences qui nécessiteront de grandes quantités de matière enrichie. La forte capacité de dopage de LiquidO lui permettrait de travailler en abondance isotopique naturelle, réduisant ainsi d'un facteur 10 à 100 les coûts associés à la source.

— **Efficacité de détection** : comme toute expérience utilisant du liquide scintillant, l'efficacité de détection est proche de 100 % puisque les évènements ont lieu dans le volume de détection (la présence des fibres induit une zone morte qui dépend de leur diamètre et de leur espacement). De plus, la possibilité de reconstruction de la topologie des évènements associée à une très bonne résolution spatiale minimise la fiducialisation du détecteur.

— **Radiopureté** : les liquides scintillants possèdent une très bonne radiopureté naturelle. De plus, le détecteur n'ayant pas besoin d'être mécaniquement segmenté pour accéder à la topologie des évènements, cela limite d'autant la possibilité d'entrée de radon dans le détecteur au niveau des interfaces. L'élimination des photomultiplicateurs, sources importantes de contaminations dans le verre des tubes, au profit de SiPM déportés est également un atout en faveur de la radiopureté du volume de détection. La radiopureté des fibres optiques traversant le détecteur pourrait être un point bloquant, bien que ne représentant qu'une faible fraction de la masse totale du détecteur. Les mesures de radiopureté réalisées par d'autres projets utilisant ce type de fibres [128] et des simulations dans la configuration LiquidO semblent toutefois montrer des niveaux de contaminations naturelles acceptables ou très proches des niveaux requis. Une R&D visant à améliorer encore cette radiopureté des fibres est toutefois envisagée pour la recherche de la décroissance $\beta\beta0\nu$.

— **Bruit de fond** : la quantité de bruit de fond dans une expérience $\beta\beta$ étant un paramètre critique, la réjection active du bruit de fond offerte par l'identification des particules au sein du liquide opaque présente un intérêt certain. La capacité de LiquidO à discriminer les électrons des photons gamma est représentée figure 6.11. Cette figure montre la probabilité de confondre un gamma de 2 MeV avec un électron de 2 MeV (axe y) en fonction de l'efficacité de détection de l'électron (axe x).
La photofraction indiquée à droite de la figure est la probabilité d'effet photoélectrique

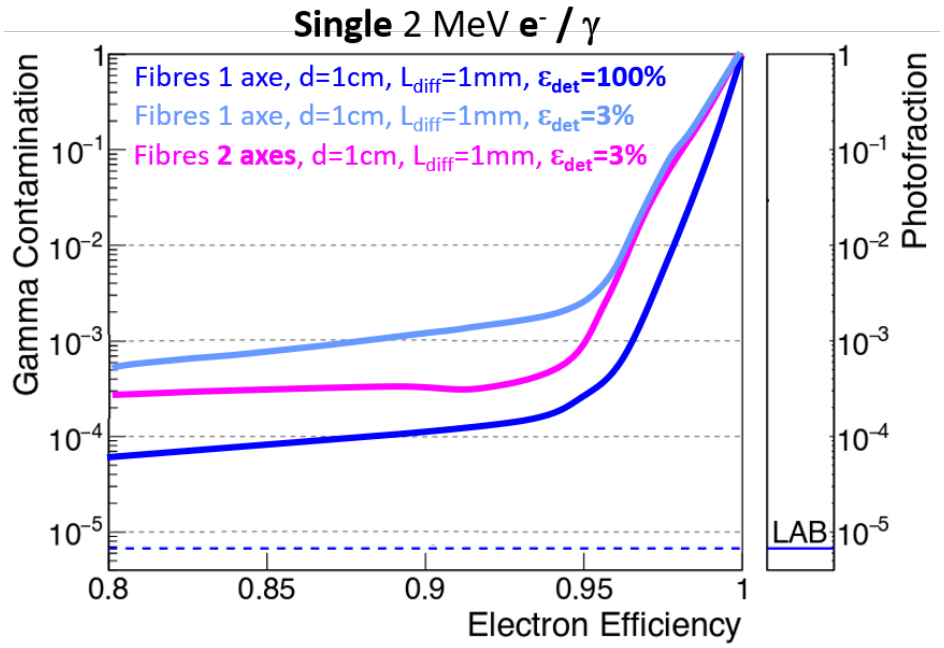


FIGURE 6.11 – Pouvoir de discrimination e^-/γ (à 2 MeV) de LiquidO qui traduit la probabilité qu'un photon gamma soit mal identifié comme étant un électron en fonction de l'efficacité de sélection des électrons. La photofraction indiquée à droite illustre la fraction de photons gamma qui interagissent par effet photoélectrique, rendant impossible leur distinction d'un électron. Le taux de photofraction est indiqué dans le cas du LAB. Les 3 courbes bleu clair, rose et bleu foncé correspondent à des hypothèses différentes sur le maillage des fibres (un seul axe ou deux axes orthogonaux) et sur l'efficacité de détection des photons de scintillation (3 % et 100 %).

du photon gamma, limitation ultime de la discrimination e^-/γ qui dépend des caractéristiques du milieu scintillant (concentration du dopage notamment). La courbe bleu clair décrit un scénario de référence pour lequel la longueur de diffusion du milieu est de 1 mm, l'espacement entre les fibres est de 1 cm et l'efficacité de détection (ϵ) de 3 % (obtenu en considérant que 45 % des photons sont shiftés par les fibres, 20 % de ces photons sont piégés dans les fibres, 86 % des photons ne sont pas affectés par l'atténuation des fibres et l'efficacité de détection (PDE) des SiPM est de 40 %). Cette courbe montre qu'avec ces hypothèses une expérience du type LiquidO est capable de discriminer efficacement un électron de 2 MeV d'un photon gamma ayant la même énergie avec une erreur d'identification de seulement 10^{-3}. Ce résultat peut même être amélioré si l'on considère un maillage des fibres selon deux axes orthogonaux, résultat décrit par la courbe rose. Enfin, pour illustration, la courbe bleu foncé montre le pouvoir de discrimination ultime, de l'ordre de 10^{-4}, en considérant une efficacité de détection de 100 %. A noter que le dopage du scintillateur réduira le pouvoir d'identification à cause de l'augmentation de l'effet photoélectrique (photofraction) et de la diminution de la longueur de parcours des photons. Avec 10 % de tellure par exemple, le pouvoir de séparation e^-/γ

dans les conditions de la courbe rose est de 10^{-2}.

La résolution en énergie est le point faible de LiquidO dans le cas de la recherche de la décroissance double bêta. Sans développement particulier, Une valeur d'environ 14 % (FWHM) à 1 MeV est attendue d'après les simulations en considérant l'émission de 9000 photons de scintillation par MeV d'énergie déposée puis en prenant en compte une efficacité de collection de 3,1 % correspondant à l'application des facteurs correctifs suivant :

— 45 % lié à la probabilité qu'un photon qui rencontre une fibre soit absorbé puis ré-émis,

— 20 % pour l'efficacité de piégeage des photons dans les fibres,

— 86 % lié à l'atténuation des photons dans les fibres (longueur d'atténuation de 10 m des fibres de 3 m de longueur),

— 40 % pour la PDE des SiPM.

Au final, ce sont donc environ 280 photoélectrons détectés pour 1 MeV d'énergie déposée. Des travaux de R&D sont menés dans le but d'améliorer la résolution en énergie en travaillant notamment sur l'amélioration de la collection des photons (état de surface des fibres, PDE, longueurs d'ondes...) et du rendement lumineux avec la production des nouveaux scintillateurs opaques.

Estimation du bruit de fond attendu

Une estimation préliminaire des niveaux de bruit de fond attendu peut être effectuée en prenant en compte les différentes sources de bruit de fond présentées dans le tableau 6.3 et les hypothèses conservatives suivantes :

— le volume de scintillateur liquide est de 5 m^3,

— l'isotope double bêta choisi est le ^{130}Te,

— le dopage est réalisé à partir de tellure *naturel* avec une concentration de 10 %, soient 169 kg de ^{130}Te,

— la résolution en énergie est de 13 % (FWHM à 1 MeV),

— les fibres ont un diamètre de 0,5 mm et un espacement de 1,5 cm,

— la région d'intérêt dans laquelle le signal est recherché est fixée à [-0,5σ ; 1,5σ] autour de la valeur $Q_{\beta\beta}$ (soit 175 keV : [2,48 ; 2,66] MeV),

— les niveaux de contaminations sont basés sur ceux mesurés par SNO$^+$ augmentés d'un facteur conservatif d'au moins $\times$100 (le bruit de fond cosmologique est aussi basé sur celui de KamLAND-Zen),

— la normalisation des bruits de fond entre LiquidO et SNO$^+$ (et KamLAND-Zen) est réalisée en considérant pour SNO$^+$ (et KamLAND-Zen) la ROI de l'expérience de 150 keV (400 keV), la masse fiducielle de tellure de 650 kg et le volume fiduciel de scintillateur de 1000 m^3 (4,2 m^3),

— les contaminations des fibres sont celles mesurées dans les fibres de GERDA,

— le pouvoir de discrimination e^-/γ est choisi conservativement [2] à 10^{-2},

— un facteur 1/1000 est appliqué sur les contaminations en ^{214}Bi, basé sur le pouvoir de discrimination des événements de type BiPo. Ce facteur est celui obtenu dans KamLAND, qui ne bénéficie pourtant pas de la résolution temporelle attendue avec les SiPM,

— les spectres des contaminations en ^{208}Tl, ^{214}Bi et $\beta\beta2\nu$ ont été simulés en appliquant une résolution de 13 % (FWHM) à 1 MeV en distinguant les topologies à un électron de celles avec alpha ou avec photons gamma.

Source du bruit	**Caractéristiques**	**Niveau de contamination**
Isotope double bêta	Tellure naturel	10^{-14}g/g ^{238}U (SNO$^+$ $\times$ 100) 10^{-14}g/g ^{228}Th (SNO$^+$ $\times$ 100)
Scintillateur liquide	Masse = 1000 t Dopage = 10 % Résolution = 13 % (FWHM à 1 MeV)	10^{-14}g/g ^{238}U (SNO$^+$ $\times$ 100) 10^{-14}g/g ^{228}Th (SNO$^+$ $\times$ 100)
Fibres optiques	0,5 mm de diamètre 1,5 cm de maillage	42 μBq/kg ^{238}U 58 μBq/kg ^{228}Th [128]
Autres bruits de fond	Cosmogéniques Solaires ^{8}B γ/n externe (α,n)	KamLAND-Zen (LS) + SNO$^+$ (Te)$\times$500 SNO$^+$ SNO$^+\times$100 SNO$^+\times$100
Contamination BiPo		10^{-3} (SNO$^+\times$2)
Contamination e^-/γ		10^{-2}

TABLE 6.3 – Hypothèses de travail pour le calcul de la sensibilité attendue sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{130}Te avec un détecteur de type LiquidO.

L'estimation des niveaux de bruits de fond est donnée dans le tableau 6.4.

Source	**Nombre d'évènements**
Cosmogéniques	0,5
Solaires ^{8}B	0,3
Externe	1,4
$\beta\beta2\nu$	1,9
LS+Te ^{238}U	0,2
LS+Te ^{228}Th	1,6
Fibre ^{238}U	18
Fibre ^{228}Th	6,9
(α,n)	0,02
Total	31 ev/an 10^{-3} ev.keV^{-1}.kg^{-1}.an^{-1}

TABLE 6.4 – Nombre d'évènements de bruit de fond attendus par an dans un détecteur de type LiquidO de 5 t dopé avec 500 kg de tellure naturel dans une ROI de [2,480 ; 2,660] MeV.

Bruit de fond cosmogénique : ce bruit de fond est de 0,108 évènements par an dans la ROI dans SNO$^+$, dominé par l'activation du tellure. Un facteur conservatif 500 est appliqué (en cas de site expérimental moins profond) sur ce chiffre ainsi que le rapport entre les masses de tellure et les largeurs des ROI entre SNO$^+$ (650 kg, 150 keV) et LiquidO (500 kg, 175 keV). A l'activation du tellure, nous ajoutons aussi le bruit de fond cosmologique lié au scintillateur. Pour cela, ce sont les chiffres de KamLAND-Zen, installé moins profondément que SNO$^+$, qui seront utilisés. Ce bruit de fond (lié au ^{10}C) est de 2,8 évènements pour 263,8 jours, dans une ROI de 400 keV, pour un volume de scintillateur de 4,2 m^3. Le bruit de fond normalisé à la ROI et au volume de LiquidO est alors de 2 évènements par an. Le bruit de fond total (activation du tellure et du scintillateur) est donc de 51 évènements par an dans la ROI avant application du pouvoir de réjection e^-/γ, et donc 0,5 évènements après réjection.

2. La topologie complexe des évènements de bruit de fond avec un électron et plusieurs photons gamma devrait améliorer la discrimination.

Neutrinos solaires : le bruit de fond lié à la diffusion des neutrinos solaires du ^{8}B calculé à partir du taux d'évènements attendus dans SNO^{+} est de 4,61 par an dans la ROI. Les rapports des ROI et des volumes de scintillateur SNO^{+} (1000 m^{3}) et LiquidO (5 m^{3}) sont calculés, ce qui conduit à 0,3 évènements dans la ROI. Aucun facteur d'identification e^{-}/γ n'est appliqué puisque ces évènements sont de type 1 électron (diffusion).

Bruit de fond externe : le bruit de fond externe est lié aux contaminations gamma environnantes. Il est de 1,21 évènements par an dans SNO^{+}. Un facteur 100 est appliqué, la coupure sur le volume fiduciel de SNO^{+} étant importante. En normalisant aux largeurs des ROI, nous obtenons 141 évènements par an, soient 1,4 évènements après réjection e/γ.

Décroissance $\beta\beta2\nu$: la contribution de la décroissance $\beta\beta2\nu$ est évaluée à partir de simulations, normalisées à la demi-vie de la décroissance (7,86.10^{5} décroissances par an). Le nombre d'évènements dans la ROI est de 1,87 évènements par an. Ce chiffre peut être comparé avec celui de SNO^{+} de 1,21 évènements par an pour une résolution FWHM à 1 MeV de 11 %. Aucun facteur de réjection n'est appliqué puisque ces évènements sont de type 2 électrons.

Contaminations U et Th : les contaminations naturelles en uranium (^{214}Bi) et thorium (^{208}Tl) sont prises en compte au niveau du scintillateur, du tellure et des fibres. Concernant le scintillateur et le tellure, les niveaux de contaminations de SNO^{+} sont repris avec à nouveau un facteur 100 conservatif, soient 10^{-14} g/g pour le scintillateur et pour le tellure. Les simulations du ^{214}Bi donnent 2945 évènements par an dans la ROI (2676 évènements dans le scintillateur et 269 pour le tellure), qui se répartissent en 116 évènements à 1 électron ($1e0\gamma$), 1232 évènements à 1 électron et 1 gamma ($1e1\gamma$) et 1597 évènements à 1 électron et N (>1) gamma ($1eN\gamma$, N>1). En réduisant ces chiffres d'un facteur 1000 (identification de l'effet BiPo) et un facteur 100 (identification e/γ) sur les évènements $1e1\gamma$ et $1eN\gamma$ (N>1), le bruit de fond attendu lié au ^{214}Bi dans le scintillateur et le tellure est de 0,2 évènements par an. Ce chiffre est également compatible avec le bruit de fond ^{214}Bi de SNO^{+} de 3972 dans la ROI (sans réjection BiPo), auquel on applique un facteur 100 (activités de 10^{-16} g/g dans SNO^{+}), le rapport des volumes de scintillateur et celui des ROI, soient 2300 évènements par an à comparer aux 2945 obtenus par les simulations. Pour le ^{208}Tl, la même logique est appliquée pour le scintillateur et le tellure avec application systématique du facteur de réjection e/γ puisque tous les évènements sont accompagnés de l'émission d'un gamma (2,7 MeV). Le bruit de fond attendu est de 1,6 évènements par an. Pour les contaminations en ^{214}Bi dans les fibres, nous distinguons dans les simulations les évènements pour lesquels les particules alpha émises par effet BiPo sont absorbées dans la fibre (nous considérerons que cela se produit dans 50 % des cas) et donc impossibles à rejeter par coupure BiPo. Avec cette hypothèse, nous obtenons 18 évènements par an liés au ^{214}Bi dans les fibres. Pour les contaminations en ^{208}Tl dans les fibres, tous les évènements sont conservés et le facteur de réjection e/γ est appliqué conduisant à 6,9 évènements par an dans la ROI.

Réactions (α,n) : le dernier bruit de fond pris en compte est celui lié aux neutrons produits par réactions (α,n), dans le scintillateur et le tellure. Ce bruit de fond est de 0,0224 par an dans SNO^{+}. Un facteur 100 lié à notre hypothèse de contaminations 100 fois plus élevées est appliqué, ainsi que le rapport des ROI et celui des volumes (pour les contaminations dans le scintillateur) et des masses de tellure (pour les contaminations du tellure), ce qui conduit à 2 évènements par an avant réjection e/γ et 0,02 après identification e/γ.

Avec ces hypothèses pessimistes sur les activités, le niveau de bruit de fond total est estimé à 31 évènements par an dans la ROI soit un taux de bruit de fond de 10^{-3}

évènements.keV^{-1}.kg^{-1}.an^{-1}, largement dominé par l'activité des fibres. Une R&D sur ces contaminations est envisagée pour gagner au moins un facteur 10. Le bruit de fond ultime de l'expérience lié à la décroissance $\beta\beta2\nu$ et aux neutrinos solaires est de 2,2 évènements par an, soit 7,4.10^{-5} évènements.keV^{-1}.kg^{-1}.an^{-1} avec une résolution de 13 % FWHM à 1 MeV, qui peut donc encore être améliorée. En supposant un niveau de bruit de fond réduit d'un facteur 10 (radiopureté des fibres) à 10^{-4} évènements keV^{-1}.kg^{-1}.an^{-1}, une résolution en énergie de 13 % à 1 MeV et un dopage de 10 % en tellure naturel dans un détecteur de la taille de celle de SNO$^+$ (1000 m^3), la sensibilité sur la demi-vie du processus $\beta\beta0\nu$ du ^{130}Te sera alors de 4,6.10^{27} ans, ce qui correspond à $m_{\beta\beta} <$ [6,0 - 28,5] meV selon l'élément de matrice nucléaire considéré. LiquidO a donc le potentiel dans les années à venir devenir une expérience $\beta\beta$ de premier plan. Bien entendu toutes les hypothèses expérimentales (résolution en énergie, niveaux de contamination, dopage, pouvoir de séparation e/γ) doivent être vérifiées.

Géoneutrinos

Le potassium 40 (^{40}K) est un des trois éléments avec l'uranium 238 (^{238}U) et le thorium 232 (^{232}Th) à contribuer à la chaleur de la Terre par leur radioactivité β^-. Ce sont des éléments primordiaux présents sur Terre depuis sa création en raison de leur très longue demi-vie. Cependant, la quantité de ces éléments au sein de notre planète est aujourd'hui très mal connue (tableau 6.5). Divers modèles de formation planétaire prédisent ces valeurs qui peuvent varier du simple au triple selon le modèle considéré. De plus, l'abondance du ^{40}K mesurée [3] n'est que d'un tiers à un huitième par rapport à celle prédite par ces modèles. Ce manque de potassium peut avoir différentes origines (perte dans l'espace durant la phase d'accrétion, migration vers le centre de la Terre) selon le modèle théorique considéré. Apporter une réponse sur la quantité d'éléments majoritairements responsables de la chaleur émise par la Terre permettrait donc de valider ou infirmer les modèles de planétogénèse.

Élément	**Masse sur Terre** (10^{16} kg)	$T_{1/2}$ (10^9 ans)	$E_{max}(\bar{\nu})$ **(MeV)**	**Nombre de** $\bar{\nu}_e$ (10^7 kg^{-1}s^{-1})
^{238}U	[4,8 - 14,1]	4,47	3,36	7,5
^{232}Th	[17,4 - 56,5]	14,0	2,25	1,6
^{40}K	[58, 9.10^3 - 141, 2.10^3]	1,28	1,31	23,2

TABLE 6.5 – Tableau comparatif des abondances prédites et des propriétés de décroissances des trois éléments ^{40}K, ^{238}U et ^{232}Th.

Il est possible de mesurer directement la quantité de ces éléments en détectant les antineutrinos électroniques produits par désintégration β^-. La détection de ces antineutrinos repose sur leur interaction bêta inverse dans les détecteurs ($^A_{Z+1}X + \bar{\nu}_e \rightarrow^A_Z Y + e^+$) . Cependant, cette réaction possède un seuil en énergie de 1,8 MeV dans le cas d'une interaction avec de l'hydrogène ^{1}H (présents dans le scintillateur). Ce seuil en énergie est supérieur à l'énergie maximale des antineutrinos du ^{40}K, rendant impossible leur détection dans les expériences à scintillation organique standards (figure 6.12).

Pour pallier à ce problème, il est possible de modifier l'isotope cible des antineutrinos pour abaisser le seuil en énergie de la réaction bêta inverse. Cet isotope peut également être choisi de telle sorte à augmenter la section efficace d'interaction des antineutrinos. De ce point de vue, LiquidO semble être un détecteur adapté grâce à sa capacité de dopage et d'identification

3. Les mesures sont réalisées par analyses chimiques des roches et donnent donc accès à la quantité de ^{40}K uniquement pour la lithosphère.

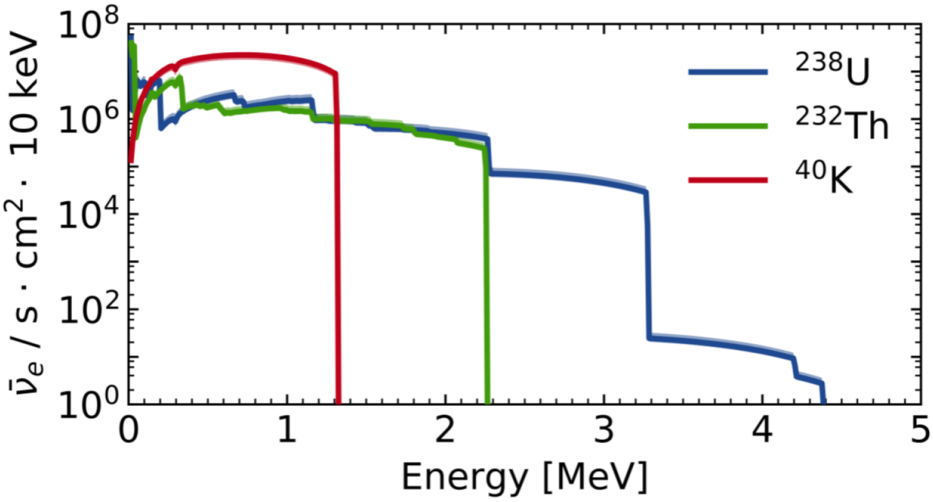


FIGURE 6.12 – Flux d'antineutrinos électroniques issus des décroissances du ^{40}K, du ^{238}U et du ^{232}Th en fonction de leur énergie.

des positrons. Le tableau 6.13 présente les différents isotopes qui pourraient être utilisés pour mener cette étude. L'hélium 3 possède un seuil en énergie très bas et une section efficace d'interaction élevée mais son abondance isotopique naturelle très faible limite son utilisation en masse. L'azote 14 est au contraire très abondant mais il se retrouve défavorisé par sa section efficace d'interaction.

Cible et décroissance	**Abondance isotopique (%)**	**Énergie seuil (MeV)**	**Log ft**
^{1}H $\rightarrow$ ^{1}n	99,99	1,806	3,0
^{3}He $\rightarrow$ ^{3}H	1,34.10^{-4}	1,041	3,1
^{14}N $\rightarrow$ ^{14}C	99,64	1,178	9,0
^{35}Cl $\rightarrow$ ^{35}S	75,76	1,189	5,0
^{63}Cu $\rightarrow$ ^{63}Ni	69,15	1,089	6,7
^{63}Cu $\rightarrow$ ^{63}Ni*	69,15	1,176	5,0
^{79}Br $\rightarrow$ ^{79}Se	50,69	1,173	10,8
^{79}Br $\rightarrow$ ^{79}Se*	50,69	1,268	5,0
^{106}Cd $\rightarrow$ ^{106}Ag	1,25	1,212	4,1
^{151}Eu $\rightarrow$ ^{151}Sm	47,81	1,099	7,5
^{151}Eu $\rightarrow$ ^{151}Sm*	47,81	1,266	5,0

FIGURE 6.13 – Tableau récapitulatif des principaux isotopes d'intérêt pouvant servir à une étude des géoneutrinos avec leur abondance isotopique et l'énergie seuil de la réaction bêta inverse. La grandeur log ft est proportionnelle à l'inverse de la section efficace d'interaction.

Parmi tous les isotopes présentés dans ce tableau, le chlore 35 semble être le meilleur compromis : son abondance naturelle est élevée, son seuil en énergie est parmi les plus bas de la liste et sa section efficace d'interaction n'est pas défavorable à ce type d'expérience. Si l'on considère un détecteur de 140 kilotonnes du type LiquidO dopé à 50 % avec du ^{35}Cl, il est possible d'obtenir une significance de 5σ sur la détection d'antineutrinos électroniques du ^{40}K avec 10 ans de prise de données (figure 6.14 [9]).

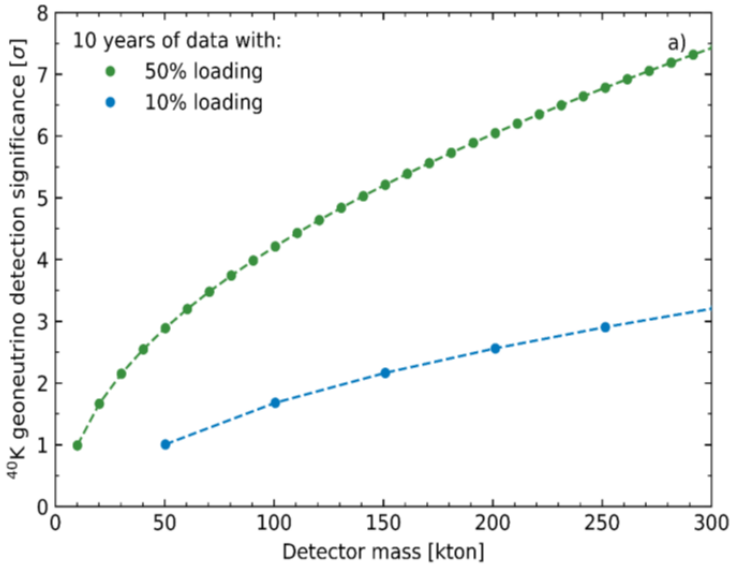


FIGURE 6.14 – Évolution de la significance (σ) de détection d'antineutrinos électroniques du ^{40}K en fonction de la masse du détecteur [9].

Phase de violation CP

LiquidO pourrait contribuer à une mesure de la violation de la symétrie CP [129]. Les décroissances qui interviennent dans la production des neutrinos d'accélérateurs utilisés dans les expériences recherchant la violation de CP (décroissances présentées chapitre 1.2.2) s'écrivent dans le cas du π^+ :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \xrightarrow{oscillation} \nu_e(E_{\nu_e} = 30\,MeV) \tag{6.2}$$

$$\mu^+ \rightarrow e^- + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \xrightarrow{oscillation} \bar{\nu}_e(E_{\bar{\nu}_e} = [0-53]\,MeV) \tag{6.3}$$

Les énergies mises en jeu lors de ces décroissances ne sont plus dans la gamme du MeV mais de plusieurs dizaines de MeV. A ces énergies, les électrons et les positrons provenant respectivement de l'interaction des neutrinos et antineutrinos électroniques laissent une trace longue dans le détecteur (figure 6.15).

La violation de symétrie CP intervient si le nombre de ν_e issus de l'oscillation (6.2) est différent du nombre de $\bar{\nu}_e$ issus de l'oscillation (6.3). En effet, à partir de la relation : [130] :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = -4\sqrt{sin(\theta_{23})sin(2\theta_{13})sin(\frac{\Delta m^2_{13}L}{4E})} \sqrt{cos(\theta_{23})cos(\theta_{13})sin(2\theta_{12})sin(\frac{\Delta m^2_{12}L}{4E})}sin(\frac{\Delta m^2_{23}L}{4E})sin\delta \tag{6.4}$$

on en déduit que si la phase de violation de symétrie CP δ est nulle, alors les deux probabilités d'oscillation sont égales. Réciproquement, si la différence des deux probabilités n'est pas nulle, alors $\delta \neq 0$. Cependant, démontrer la violation CP dans ce canal d'étude nécessite de satisfaire plusieurs critères sur la détection des neutrinos :

— La détection des antineutrinos électroniques peut se faire via la réaction bêta inverse pour laquelle l'expérience doit être capable d'identifier efficacement les photons gamma d'annihilation des positrons.

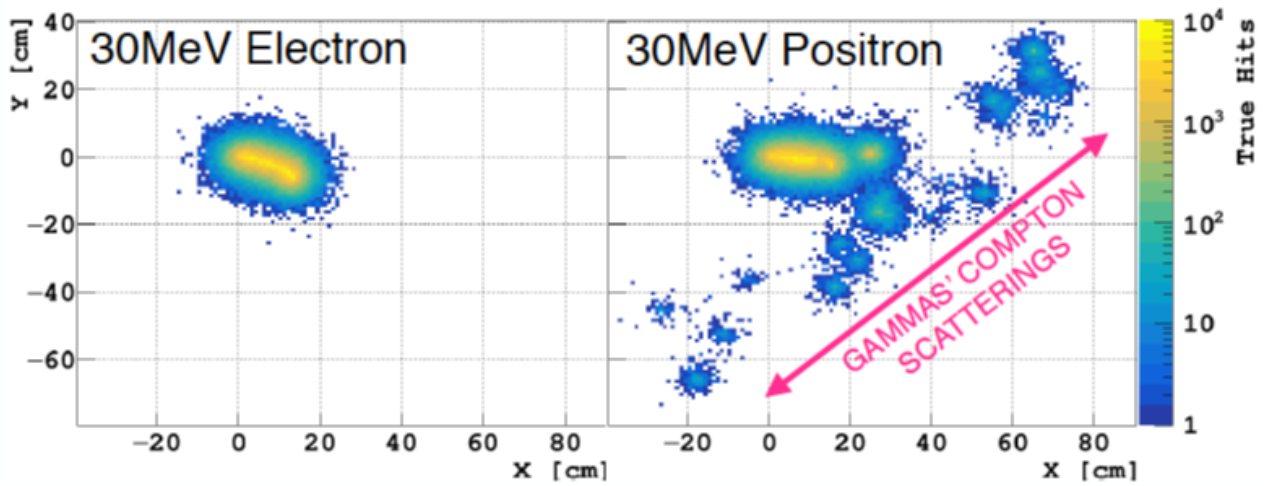


FIGURE 6.15 – Topologies électron (à gauche) et positron (à droite) de 30 MeV attendues dans du scintillateur opaque de 5 m de longueur d'absorption et de 5 mm de longueur de diffusion. Chaque pixel correspond à une fibre optique de 0,5 mm de diamètre séparée de 1 cm des autres fibres et l'échelle de couleur correspond au nombre de fois où une fibre est touchée par un photon.

— La détection des neutrinos électroniques requiert une cible pour laquelle la section efficace d'interaction est suffisante, telle qu'une cible de plomb.

— Les neutrinos électroniques issus de la décroissance (6.3) constituent un bruit de fond au signal de la décroissance (6.2). Le détecteur doit donc permettre leur différenciation.

Il apparaît immédiatement qu'un détecteur de type LiquidO satisfait aux deux premiers critères puisque le liquide opaque permet d'identifier efficacement les particules et il autorise aussi l'utilisation de plomb en guise de cible aux neutrinos électroniques directement incorporé dans le liquide opaque. De plus, l'électronique rapide dont il est équipé permet de discriminer les neutrinos électroniques issus de la décroissance des pions (6.2) de ceux issus de la décroissance des muons (6.3), le temps de décroissance des muons (2,2 μs) étant bien plus long que celui des pions (26 ns).

Très récemment, l'expérience DUNE a décidé d'ouvrir son quatrième module (Module of Opportunity de 10 kilotonnes) à toute nouvelle technologie (autre que la technologie de chambre à projection temporelle à argon liquide utilisée pour les autres modules de l'expérience) adaptée à la détection de neutrinos d'accélérateur. LiquidO pourrait être un bon candidat à ce quatrième module en proposant une méthode alternative d'identification des particules et de mesure de leurs propriétés qui nécessiterait 7700 km de fibres optiques en considérant 1 cm de distance entre chaque fibre.

Unitarité de la matrice U_{PMNS}

La matrice U_{PMNS} (cf. chapitre 1.3.1) est une matrice 3×3 unitaire ($UU^\dagger = U^\dagger U = I$) qui décrit le mélange des états de saveurs et de masses des neutrinos via trois angles de mélange θ_{12}, θ_{23} et θ_{13}. L'unitarité de la matrice reflète l'état de nos connaissances actuelles sur le nombre et le type d'interactions des neutrinos. Dans le cas contraire, cela signifierait que la description à trois états de saveurs et trois états de masses n'est pas complète. Deux interprétations sont alors possible :

— une (ou plusieurs) autre(s) famille(s) de neutrino(s) existe(nt) (neutrinos dits stériles) et cette matrice 3×3 ne serait qu'une approximation effective non unitaire d'une matrice

$N \times N$ avec N le nombre de familles.

— le neutrino pourrait interagir via un autre processus encore inconnu.

Tester l'unitarité de U_{PMNS} peut se faire de plusieurs manières, mais la plus simple à mettre en oeuvre consiste à vérifier l'unitarité de la première ligne de la matrice, c'est-à-dire :

$$|U_{e1}|^2 + |U_{e2}|^2 + |U_{e3}|^2 = 1 \tag{6.5}$$

En effet, l'interaction des (anti)neutrinos électroniques est la mieux connue aujourd'hui et la plus simple à mesurer et cette équation ne fait intervenir que les angles de mélange θ_{12} et θ_{13}. Si la précision sur θ_{12} n'est aujourd'hui que de 2,3 %, les expériences futures telles que JUNO vont améliorer la précision sur la mesure de ce paramètre à mieux que 1 %. Pour θ_{13} la précision actuelle est de 1,5 %, mais aucune amélioration n'est envisagée avec les expériences actuelles et à venir, faisant de ce paramètre le moins précis dans les années à venir. LiquidO pourrait contribuer à une amélioration significative de la précision sur la mesure de θ_{13} grâce à sa capacité d'identification des particules. En effet, l'efficacité d'identification des positrons et de discrimination e/γ doit permettre une réjection du bruit de fond d'un facteur 100, ce qui ouvre la possibilité d'avoir une expérience avec quasiment aucun bruit de fond. La figure 6.16-a qui présente les contributions du signal et des bruits de fond dans le détecteur proche de Double-Chooz est comparée à ce qui peut être attendu avec un détecteur de type LiquidO placé sur le site du détecteur lointain (figure 6.16-b). On constate que le rapport signal sur bruit qui est d'environ 20 dans l'expérience actuelle peut atteindre 2000 si le détecteur est capable d'identifier les particules et les topologies. La précision sur la valeur de $\sin^2(2\theta_{13})$ s'en trouverait améliorée d'un facteur 3 (précision $< 0{,}5\,\%$).

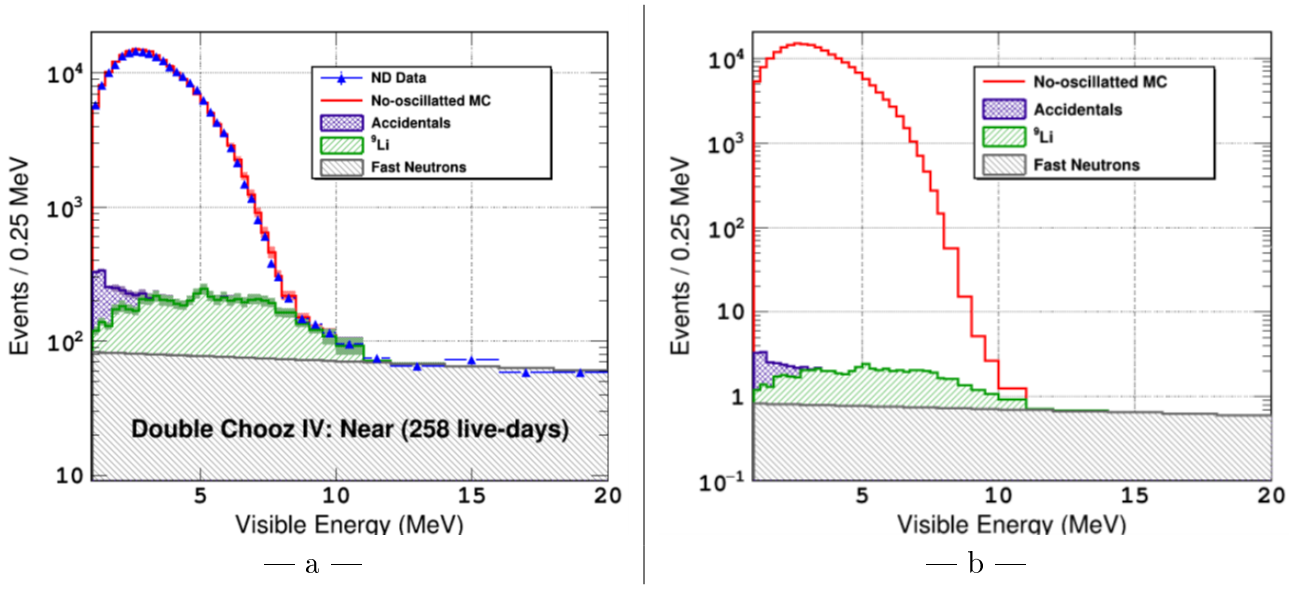


FIGURE 6.16 – Spectre en énergie expérimental total (points bleu) et spectres en énergie simulés (ligne rouge) des antineutrinos de réacteur et des bruits de fond (zones bleue, verte et grise) obtenus dans le détecteur proche (27 tonnes) lors de la phase IV (258 jours de prise de données) de Double Chooz (a) et spectres en énergie simulés des antineutrinos de réacteur et des bruits de fond obtenus dans le détecteur lointain (109 tonnes) pendant un an de prise de données avec un détecteur de type LiquidO (b). Un facteur de suppression des bruits de fond de 100 autorisé par l'identification des particules et des topologies est appliqué sur les données de cette seconde figure.

6.2 Étude des données du prototype μLiquidO

Deux prototypes de petits volumes μLiquidO (0,25 l) et Mini-LiquidO (7,5 l) ont été construits au CENBG pour démontrer le principe de fonctionnement de LiquidO. Ce travail de thèse a essentiellement porté sur les données de μLiquidO dont le rôle est de prouver le confinement de la lumière dans le nouveau scintillateur opaque.

6.2.1 Description du prototype μLiquidO

Le prototype μLiquidO a été conçu pour observer le confinement de la lumière avec un dispositif très simple de petit volume (0,25 l) permettant de tester facilement différents échantillons de liquides scintillants. Il permet aussi de valider les photodétecteurs et l'électronique associée en mesurant la quantité de lumière produite par des électrons issus d'un faisceau monoénergétique entre 400 keV et 1,8 MeV (spectromètre à électrons cf. chapitre 3.2.1). Le prototype μLiquidO est constitué (figures 6.17-a et 6.17-b) :

— a — — b —

FIGURE 6.17 – Photographie (a) et schéma de principe (b) du prototype μ-LiquidO.

— d'un contenant en polyoxyméthylène (POM), appelée Delrin^{TM}, initialement développé pour la R&D SuperNEMO [104], qui accueille le liquide scintillant. Ce cylindre de 5 cm de hauteur et de 7 cm de diamètre peut contenir jusqu'à un quart de litre de liquide scintillant. Il est percé de 6 trous qui permettent le passage de trois fibres optiques. Le Delrin est un réflecteur diffus dont les propriétés de réflexion sont très similaires à celles du Téflon utilisé pour les modules optiques de SuperNEMO.

— d'une fenêtre d'entrée constituée d'une fine feuille de Kapton^{TM} de 25 μm d'épaisseur et de deux feuilles de Mylar aluminisé de 12,5 μm avec 200 nm d'aluminium chacune. L'épaisseur totale de 50 μm assure la tenue mécanique tout en permettant aux électrons de rentrer dans le volume de scintillateur sans trop dégrader leur énergie incidente. Le Mylar aluminisé, réflecteur spéculaire utilisé pour l'habillage des scintillateurs de SuperNEMO, sert à confiner les photons de scintillation produits dans le scintillateur.

— d'un photomultiplicateur 3" (XP5312 de Photonis). Ce PM possède une très bonne efficacité quantique (environ 40 %). Il sert de contrôle et de référence dans l'expérience pour mesurer la quantité de lumière parvenant à atteindre le haut du prototype.

— de trois fibres optiques "shifteuses" de 1 mm de diamètre de type Kuraray B3 dopées à 200 ppm telles que décrites dans la section 6.1.3, espacées dans le sens de la hauteur de 1,5 cm,

— de trois SiPM Hamamatsu S13360-1350PE, également présentés dans la section 6.1.3, couplés à chacune des fibres.

— d'un miroir positionné à l'extrémité libre des fibres. Il sert à réfléchir les photons ayant été émis dans la direction opposée aux SiPM afin de maximiser la collection de lumière.

Compte tenu de la taille de ce prototype, la sphère de lumière attendue autour du dépôt d'énergie des électrons ne peut être visible (c'est le rôle du prototype Mini-LiquidO). C'est donc un gradient de photons collectés sur les fibres et accentué par le confinement de lumière qui est attendu. L'utilisation d'un faisceau d'électrons monoénergétiques et d'énergie réglable va permettre de valider les caractéristiques du confinement de la lumière produite par le scintillateur opaque.

6.2.2 Distributions du nombre de photons collectés

Intégration des signaux SiPM et PM

Les signaux des SiPM mesurés avec l'électronique utilisée pour μLiquidO présentent un rebond après l'impulsion physique visible sur la figure 6.18 qui montre un signal à deux pics correspondant à la détection de deux photoélectrons. L'origine de ce rebond provient

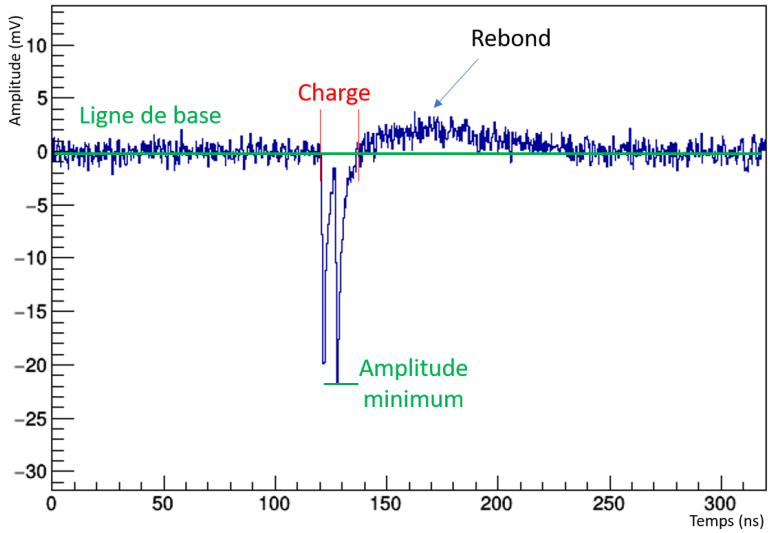


FIGURE 6.18 – Impulsion d'un SiPM à deux pics (deux photoélectrons) de LiquidO et grandeurs physiques considérées pour l'analyse des signaux. La charge (en rouge) correspond à l'intégrale de l'impulsion calculée entre les bornes en traits pleins rouges.

de l'amplificateur qui produit un signal bipolaire, conduisant à l'apparition du rebond post-impulsion observé. L'inconvénient est que la charge totale calculée (impulsion et rebond) est nulle, les charges respectives de l'impulsion et du rebond se compensant. L'intégration de la charge se fait donc sur la partie négative de l'impulsion (qui contient l'information du nombre de photons collectés) entre les deux bornes indiquées en rouge sur la figure 6.18. Ces bornes sont déterminées à partir du minimum de l'amplitude de l'impulsion jusqu'à croiser la valeur de la ligne de base, représentée par la ligne verte sur la même figure. Cette méthode a été utilisée pour l'analyse des données de μLiquidO. Elle montre cependant des limitations, comme illustré figure 6.19 où le calcul de la charge réalisé entre les deux bornes rouges induit une perte de charge. Une nouvelle méthode d'intégration des signaux basée sur la reconstruction de la forme

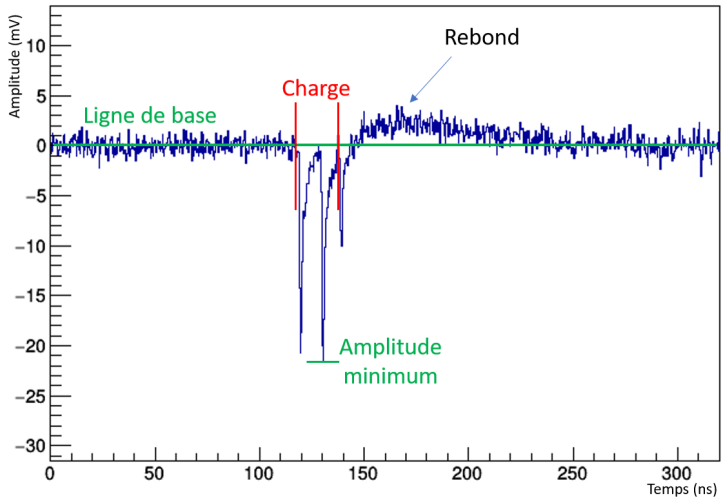


FIGURE 6.19 – Impulsion d'un SiPM pour lequel le calcul de la charge réalisé par l'intégration du signal entre les deux traits pleins rouges est mésestimé.

des signaux pour supprimer la contribution du rebond a donc été développée et sera utilisée pour Mini-LiquidO (et éventuelles futures mesures avec μ-LiquidO).

Dans cette méthode, chaque impulsion associée à un rebond est modélisée par une fonction qui est la somme d'une crystalball (impulsion) et d'une gaussienne (rebond) à laquelle est ajoutée une constante pour tenir compte de la ligne de base. Cette première fonction a été développée par la collaboration CrystalBall [131] (notée CB) pour modéliser les impulsions obtenues lors de dépôts d'énergie de particules. Il s'agit d'une fonction définie par une gaussienne en deçà d'une certaine valeur de temps T et une exponentielle décroissante de delà de T, définie par :

$$\begin{aligned} F(x) &= CrystalBall + Gaussienne + Contante \\ &= A \times CB(x, \alpha, T, \sigma_{CB}, < CB >) + B \times Gauss(x, < Gauss >, \sigma_{Gauss}) + C \end{aligned} \tag{6.6}$$

Cette fonction contient donc 9 paramètres libres :

— A et B qui désignent l'amplitude de la CrystallBall et de la Gaussienne,

— <CB> et <Gauss> qui sont respectivement les valeurs moyennes de la CrystalBall et de la Gaussienne,

— σ_{CB} et σ_{Gauss} les largeurs (sigma) de ces fonctions,

— α le coefficient intervenant dans la partie exponentielle de la CrystalBall,

— T la valeur du temps à laquelle s'opère la transition entre la CrystalBall et l'exponentielle décroissante,

— C une constante qui tient compte de la ligne de base.

Si le signal est composé de plusieurs pics (plusieurs photoélectrons décalés en temps), le nombre de paramètres devient très grand. Avant d'appliquer la fonction à l'ensemble des données, la première étape consiste à réduire le nombre de paramètres libres en établissant des corrélations entre paramètres en se basant sur les caractéristiques des impulsions 1 photon.

— La charge de l'impulsion est égale à la charge du rebond, ce qui se traduit par l'égalité des paramètres de normalisation $B = -A$.

— Le rebond est positionné à un délai dt constant du maximum de l'impulsion (figure 6.20-a). Cela signifie que l'on peut égaler les valeurs moyennes des crystalball et gaussienne à un décalage constant près $< Gauss >=< CB > +dt$.

— Lorsqu'un seul photon est détecté, la largeur de l'impulsion et celle du rebond correspondant sont constantes, ces paramètres peuvent donc être corrélés tels que $\sigma_{Gauss} = \sigma_{CB} \times k$ où k est une constante (figure 6.20-b).

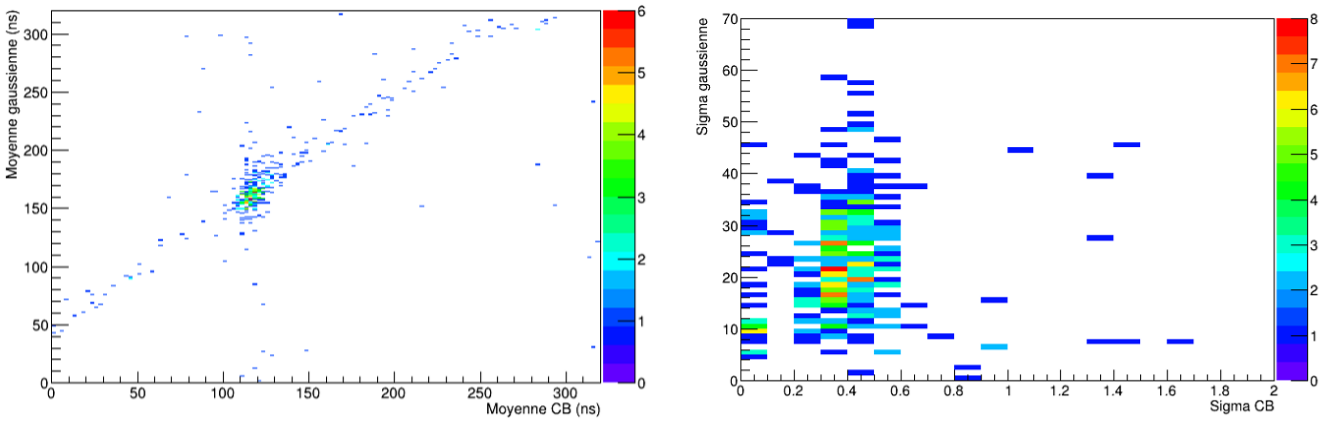


FIGURE 6.20 – Corrélation entre les valeurs moyennes (a) et les largeurs (b) des impulsions (CrystalBall notée CB) et des rebonds (Gaussienne) pour des signaux 1 photon.

Ces corrélations permettent de réduire le nombre de paramètres de 9 à 6. Pour les réduire encore, certains paramètres sont fixés. Ainsi, la position en temps de chaque pic ($< CB >$), le facteur de décroissance exponentielle α et le point de transition crystalball/exponentielle T sont fixés. La largeur de l'impulsion est laissée libre pour absorber des possibles effets de binning sur cette valeur. Finalement, seules l'amplitude et la largeur de l'impulsion restent libres.

Pour ajuster l'ensemble des pics formant le signal délivré par les SiPM, la méthode utilisée est la suivante :

— Un photon est trouvé automatiquement si l'impulsion franchit un certain seuil fixé arbitrairement à -6 mV pour s'assurer d'être en dehors des fluctuations du bruit (de l'ordre de 3 mV) et les paramètres de l'ajustement de l'impulsion par la fonction (6.6) sont gardés en mémoire.

— La forme de l'impulsion précédemment ajustée est soustraite à l'ensemble du signal et ces opérations sont répétées tant que des impulsions dépassent le seuil de -6 mV.

— Le signal total est alors ajusté par une fonction qui est la somme des i photons considérés (somme selon la formule (6.6)).

Deux exemples de signaux ajustés sont présentés figures 6.21-a et 6.21-b. Il est alors possible d'extraire la contribution de la crystalball uniquement qui modélise les impulsions affranchies du rebond (figures 6.21-c et 6.21-d). Ce sont ces contributions des crystalball qui servent au calcul de la charge permettant d'intégrer l'ensemble du signal qui ne contient plus que l'information des photopics délivrés par le SiPM.

Un spectre SiPM en charge obtenu avec cette méthode d'intégration (figure 6.22-a) est comparé avec le spectre en charge obtenu par la méthode précédente intégrant le signal entre deux bornes fixes (figure 6.22-b). Ces spectres sont similaires à la structure présentée figure 6.6 où chaque pic correspond à un photopic, c'est à dire a 1, 2, ... n photons détectés. Le nombre moyen de photons détectés par le SiPM avec application de cette dernière méthode de calcul

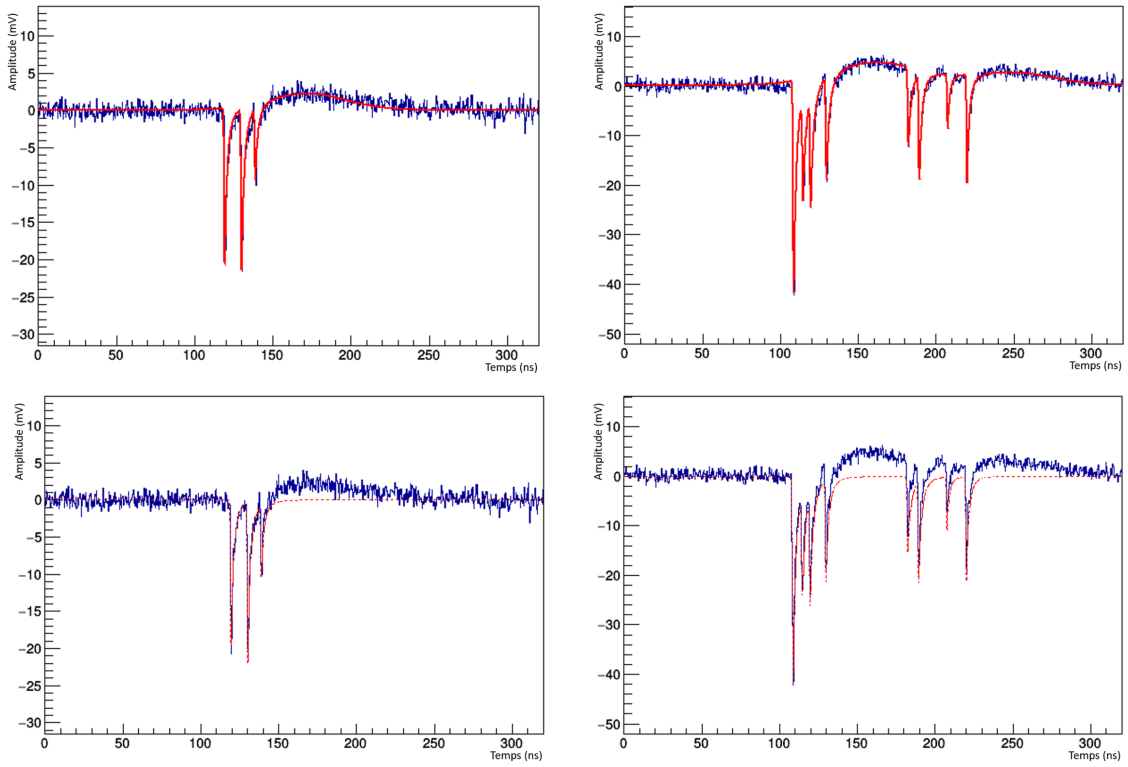


FIGURE 6.21 – Deux signaux expérimentaux (bleu) délivrés par un SiPM, ajustés par la fonction 6.6 (rouge en trait plein) (a) et (b) et contributions des crystalball (rouge en trait pointillé) superposées aux mêmes signaux (c) et (d).

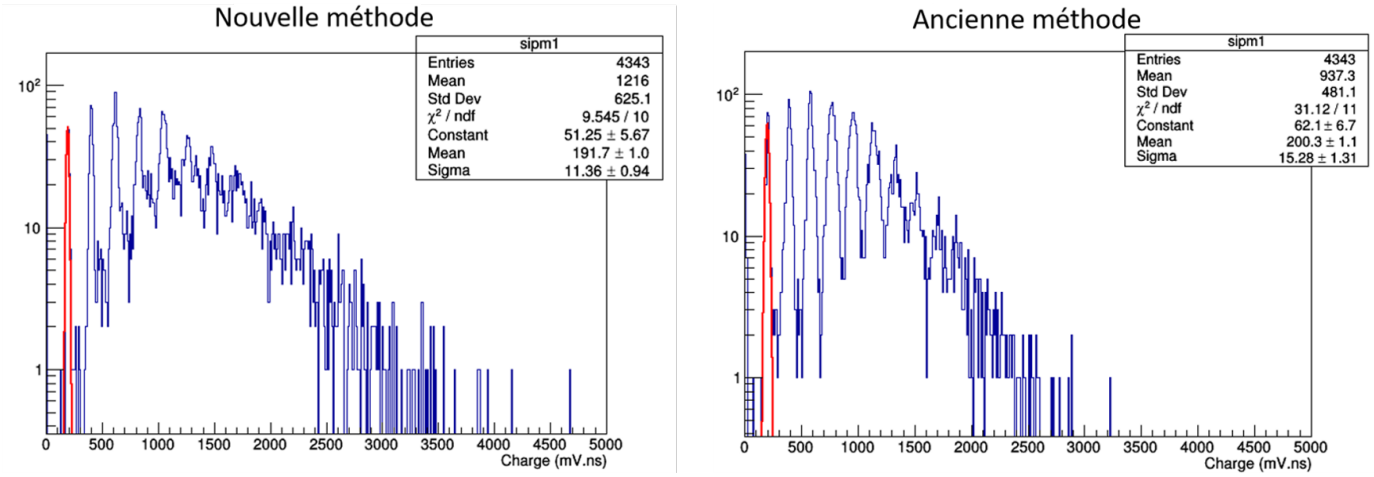


FIGURE 6.22 – Spectres SiPM obtenus avec la nouvelle méthode (a) et la méthode usuelle (b) de calcul de la charge.

de la charge est de 4,70 ± 0,03 et il augmente à 6,30 ± 0,03 avec la méthode basée sur la reconstruction de la forme des signaux. Cette augmentation peut se comprendre par le fait que la nouvelle méthode permet de prendre en compte l'ensemble des photons d'un signal SiPM. Nous pouvons remarquer également que la largeur du premier photopic passe de 15,3 ± 1,3 (sigma) à 11,4 ± 0,9 (sigma), ce qui illustre une amélioration significative de la résolution liée à une meilleure reconstruction des charges détectées.

Pour le photomultiplicateur, le calcul de la charge à partir des signaux détectés, dont un exemple est présenté figure 6.23, est réalisé en intégrant l'impulsion à partir de l'amplitude minimale du signal de part et d'autre du signal jusqu'à croiser la valeur de la ligne de base.

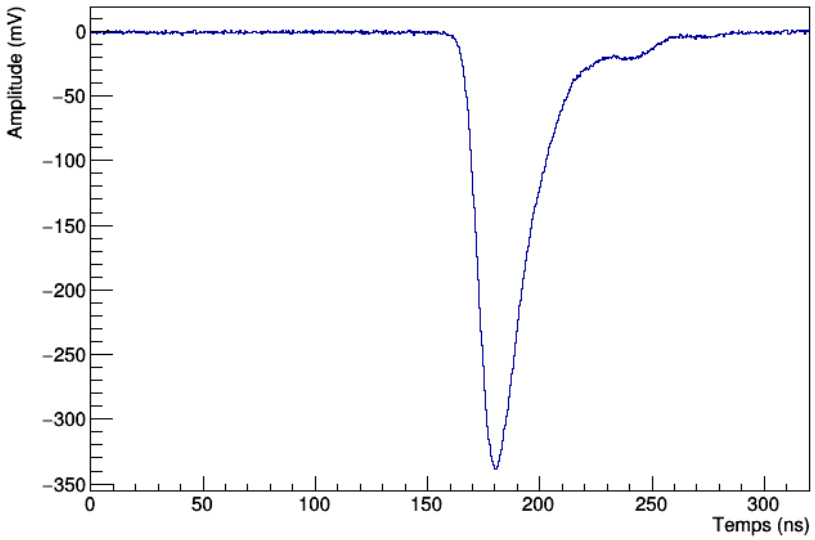


FIGURE 6.23 – Impulsion délivrée par le photomultiplicateur.

Détermination des charges collectées par les SiPM et PM

Les spectres en charge obtenus avec les SiPM (en bleu figure 6.24) sont ajustés par une fonction correspondant à une somme de i gaussiennes dont les amplitudes individuelles A_i sont laissées libres, les positions sont égales à i fois celle de la gaussienne du pic 1 photon et les largeurs varient selon une loi en racine du nombre de photoélectrons.

Cet ajustement est représenté en rouge sur la figure 6.24. Le piédestal (premier pic à zéro)

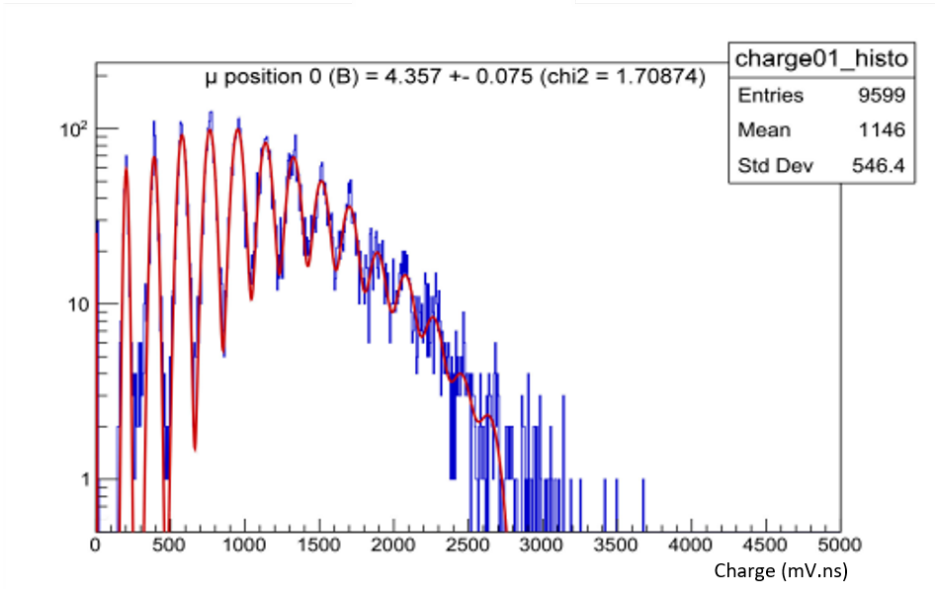


FIGURE 6.24 – Spectre en charge expérimental d'un SiPM (bleu) ajusté par la formule 6.7 (rouge). Le nombre moyen de photons détectés donné par cet ajustement est de $\mu = 4{,}36 \pm 0{,}08$.

est quant à lui ajusté par une gaussienne indépendante, d'amplitude A_0. Le nombre moyen de photons collectés $< N_{pe} >$ par le SiPM est obtenu en calculant la moyenne suivante :

$$< N_{pe} >= \frac{\sum_{i \geq 0} A_i \times i}{\sum_{i \geq 0} A_i} \tag{6.7}$$

Un exemple de spectre en charge du photomultiplicateur est présenté figure 6.25 (en bleu). Le pic est élargi vers les basses charges à cause des pertes d'énergie des électrons provenant

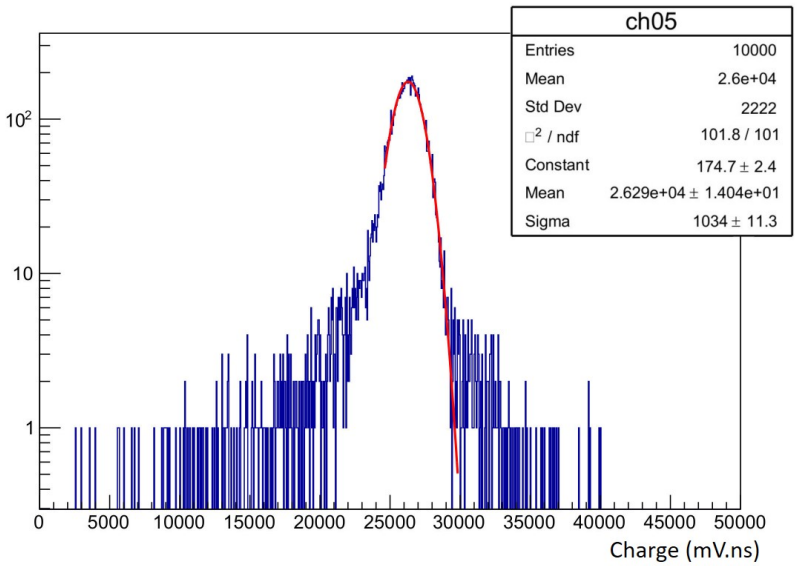


FIGURE 6.25 – Spectre en charge expérimental du photomultiplicateur (bleu) ajusté par une fonction gaussienne (rouge).

du spectromètre délivrant le faisceau d'électrons au cours de leur propagation. Les quelques évènements qui apparaissent à haute charge sont dûs à l'interaction en coïncidence d'un rayonnement de bruit de fond (essentiellement des rayonnements Bremsstrahlung provenant des électrons de la source de ^{90}Sr du spectromètre) et d'un électron du spectromètre. Cette distribution est ajustée par une gaussienne plus contrainte à droite du pic qui permet d'extraire la valeur moyenne de charge collectée.

6.2.3 Caractérisation des nouveaux scintillateurs NoWaSH

Le rôle premier de μLiquidO est de montrer le confinement de la lumière dans le nouveau liquide scintillant opaque et de prouver qu'il est possible de collecter cette lumière. Dans ce but, les mesures sont faites dans un premier temps avec du LAB transparent servant de contrôle et de référence puis l'opération est répétée dans les mêmes conditions avec les différents scintillateurs opaques (NoWaSH) développés par le MPIK (Heidelberg).

Dépendance en fonction de la température

L'effet de confinement des scintillateurs NoWaSH a été recherché en comparant la quantité de lumière collectée par les fibres avec du LAB puis avec du NoWaSH. Pour mieux mettre en évidence l'effet de confinement, nous avons fait varier la température du liquide lors des mesures. En effet, comme expliqué section 6.1.2, il est possible de moduler l'opacité du liquide

scintillant NoWaSH en changeant sa température, ce comportement étant liée à la paraffine dissoute dans le scintillateur.

La figure 6.26 montre la charge collectée par le PM (carrés noirs) et le nombre de photons détectés par les fibres (ronds et triangles) en fonction de la température du scintillateur dans le cas de l'utilisation de LAB (symboles vides) ou de NoWaSH chargé avec 20% de paraffine (symboles pleins).
Les points en bleu et vert correspondent aux données des fibres situées respectivement en bas

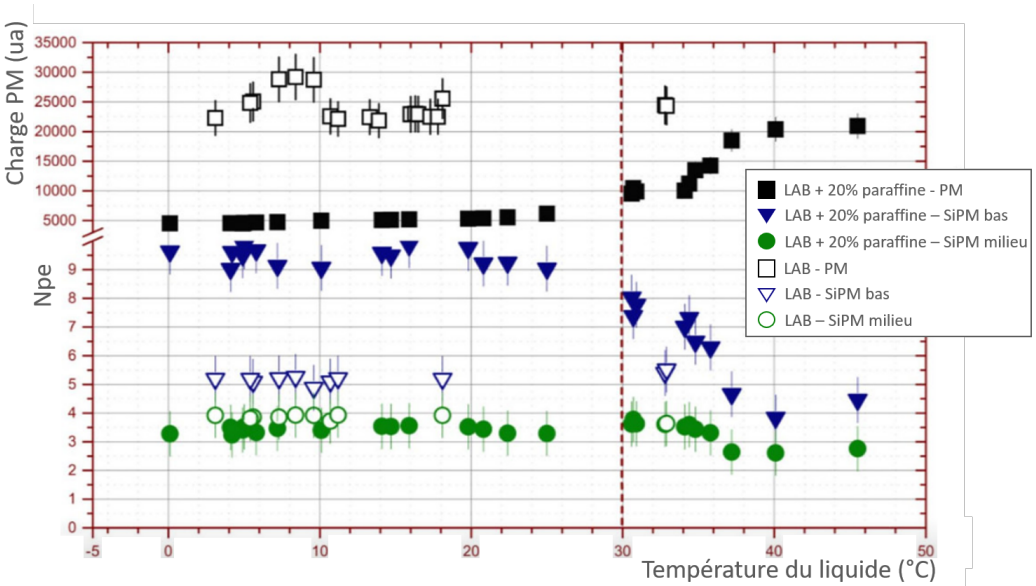


FIGURE 6.26 – Quantité de lumière collectée par les différents photodétecteurs en fonction de la température du liquide scintillant. Les symboles vides correspondent au liquide transparent LAB, les symboles pleins au liquide opaque NoWaSH avec 20 % de paraffine. En noir les données associées au PM ; en bleu au SiPM du bas et en vert au SiPM du milieu.

(proche de la face d'entrée de l'électron) et au milieu du prototype [4]. Comme attendu, les charges mesurées avec le LAB (symboles vides) ne varient pas avec la température. En revanche, on observe une variation de lumière collectée par les fibres et le PM lors de l'utilisation du NoWaSH lorsque la température varie. Plus la température diminue, plus le NoWaSH est opaque, ce qui se traduit par une diminution de la lumière collectée par le PM (à distance du point d'interaction de l'électron) et par une augmentation de la lumière collectée par la fibre du bas, proche de l'interaction. Ce phénomène traduit le confinement de la lumière à basse température. La fibre du milieu (vert) est située dans une zone où la quantité de lumière reste stable quand l'opacité varie.

La comparaison des données NoWaSH avec les données LAB montre aussi qu'à basse température, près du double de photoélectrons sont mesurés par la fibre du bas avec le NoWaSH alors que le PM voit moins de lumière. Lorsque la température est élevée, la paraffine dissoute dans le NoWaSH devient transparente et le NoWaSH donne alors la même quantité de lumière que celle collectée avec le LAB, dans les fibres et dans le PM. Il est tout à fait remarquable de noter que la transparence du NoWaSH atteint celle du LAB pur, sans effet d'absorption des photons de la part du soluté.

4. Malheureusement, pour cette série de mesures, les données de la fibre du haut n'ont pas été exploitables. Un autre exemple avec les données des trois fibres est présenté figure 6.34

Dépendance en fonction de la concentration en paraffine

L'opacité du scintillateur en fonction de la température pour différentes concentrations en paraffine a aussi été étudiée. La figure 6.27 montre la variation de quantité de lumière collectée par le photomultiplicateur pour trois liquides scintillants : le LAB pur transparent (bleu) et des liquides opaques NoWaSH concentrés à 15 % (rouge) et 20 % (vert) en paraffine.

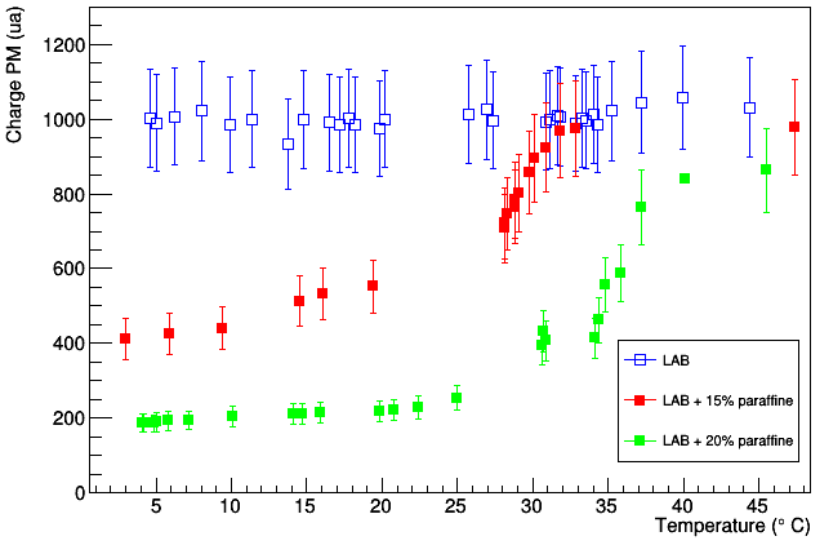


FIGURE 6.27 – Quantité de lumière collectée par le photomultiplicateur en fonction de la température du liquide scintillant pour différentes concentrations de paraffine. En bleu : LAB + 0 % de paraffine (LAB pur) ; en rouge : LAB + 15 % de paraffine ; en vert : LAB + 20 % de paraffine.

Là aussi, nous pouvons remarquer que l'opacité du NoWaSH est maximum à basse température et que le milieu redevient totalement transparent à haute température, indépendamment de la concentration en paraffine. L'information nouvelle apportée par cette figure est la température de transition entre ces deux états qui est d'environ 30 °C pour le NoWaSH avec 15 % de paraffine et d'environ 37 °C pour le scintillateur avec 20 % de paraffine. Nous pouvons également constater, grâce aux mesures à basse température, que l'opacité du milieu est plus importante quand la concentration en paraffine augmente. Tout cela semble cohérent avec le fait qu'une augmentation de la concentration en paraffine augmente le point de fusion du milieu et son opacité. Dans un premier temps, nous utiliserons donc le NoWaSH à 20 % pour les études avec Mini-LiquidO afin d'avoir le confinement maximum à température ambiante.

Dépendance en fonction de l'énergie du faisceau

Le spectromètre à électrons permet de changer l'énergie du faisceau d'électrons et de vérifier ainsi que la quantité de lumière mesurée par nos analyses varie bien en fonction de l'énergie des électrons incidents. Les données ont été prises de 400 keV à 1600 keV par pas de 200 keV dans du LAB. Le résultat de cette étude est présenté sur la figure 6.28.

Sur ce graphe, les données sont ajustées avec un polynôme d'ordre 1 sur les points de 0,6 à 1,6 MeV. Le nombre de photons mesurés par les SiPM (collectés par les fibres optiques) est bien linéaire en fonction de l'énergie du faisceau. Notons aussi que les coefficients directeurs des droites rouge et verte sont identiques, signifiant que les fibres vont collecter le même nombre

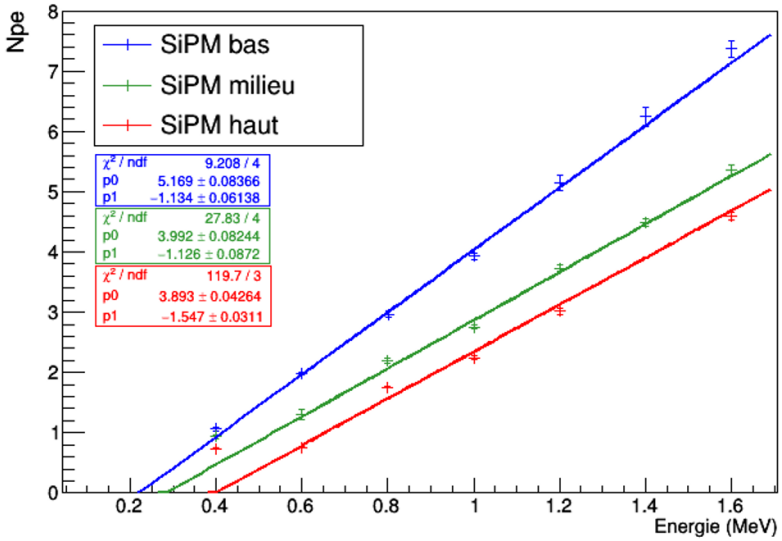


FIGURE 6.28 – Nombre de photons détectés par les SiPM du bas (en bleu), du milieu (en vert) et du haut (en rouge) en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons.

de photons en proportion quand celui-ci varie. Ce n'est pas le cas du SiPM du bas, qui semble mesurer plus de lumière que ses homologues à mesure que la quantité de lumière produite augmente. Ceci peut se justifier par un effet géométrique, la fibre du bas bénéficiant plus de l'effet miroir de la face d'entrée que celles du milieu et du haut.
L'extrapolation à basse énergie de la linéarité de la réponse du prototype mesurée à plus haute énergie n'est pas en accord avec les points mesurés à 0,4 MeV, et donne un nombre de photons collectés négatif en cas d'absence de signal (E=0 MeV). Ce comportement s'explique par les non-linéarités dans la production de la lumière de scintillation (effet Birks, cf. chapitre 3.3).

6.2.4 Simulation optique de μLiquidO

Comme pour la simulation optique développée pour l'étude de la réponse des modules optiques de SuperNEMO présentée chapitre 3, une simulation optique a également été mise au point pour le prototype μLiquidO. Rappelons que l'ensemble des propriétés optiques de tous les matériaux (spectres d'émission et d'absorption en fonction de la longueur d'onde des photons, propriétés de réflexion des surfaces, indices optiques des milieux, ...) sont nécessaires à cette simulation. Elle prend donc en particulier en compte les spectres d'émission et d'absorption en fonction de la longueur d'onde des photons pour les scintillateurs (figures 6.3-a et 6.3-b) et pour les fibres (figure 6.4-a), les caractéristiques optiques des scintillateurs (tableau 6.1) et des fibres (tableau 6.2), l'efficacité PDE des SiPM (figure 6.7-b) et l'efficacité quantique du photomultiplicateur (figure 6.29).

La géométrie du prototype a également été introduite dans la simulation (figure 6.30) en définissant un cylindre de Delrin (blanc) rempli de scintillateur (bleu) traversé par 3 fibres (jaune).

Le miroir à l'extrémité gauche des fibres sur la figure (gris) est modélisé par une surface réfléchissante en Mylar aluminisé et les SiPM (vert) sont placés à l'autre extrémité. La fenêtre d'entrée composée de feuilles de Kapton et de Mylar aluminisé (en jaune sous le liquide scintillant) est également ajoutée au niveau de la face d'entrée du cylindre. La fenêtre d'entrée en verre (bleu cyan) du photomultiplicateur ainsi que sa photocathode (en orange) ont aussi

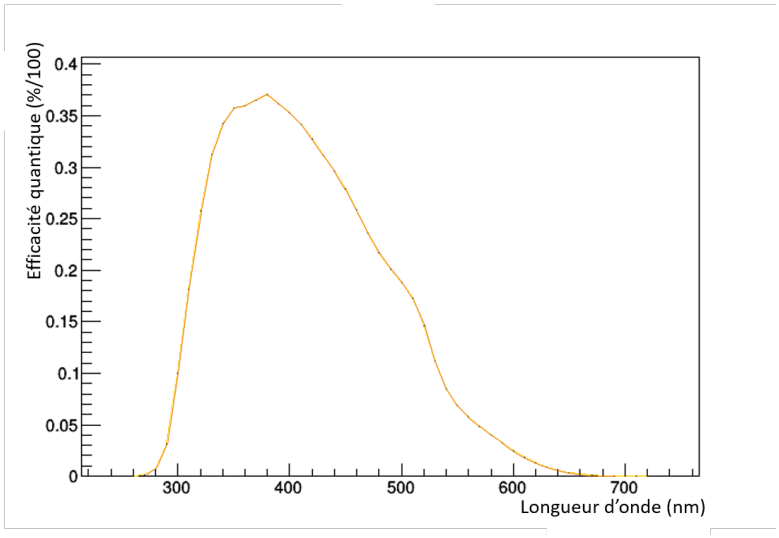


FIGURE 6.29 – Courbe d'efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde du photomultiplicateur XP5312.

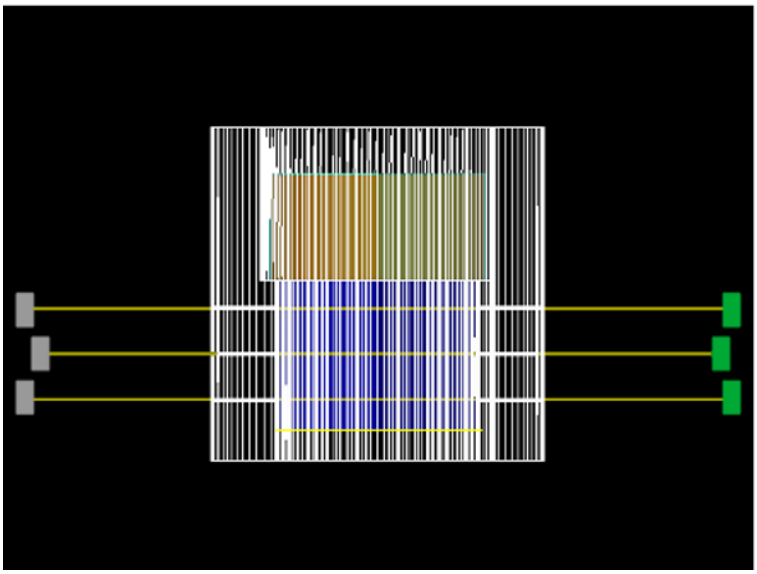
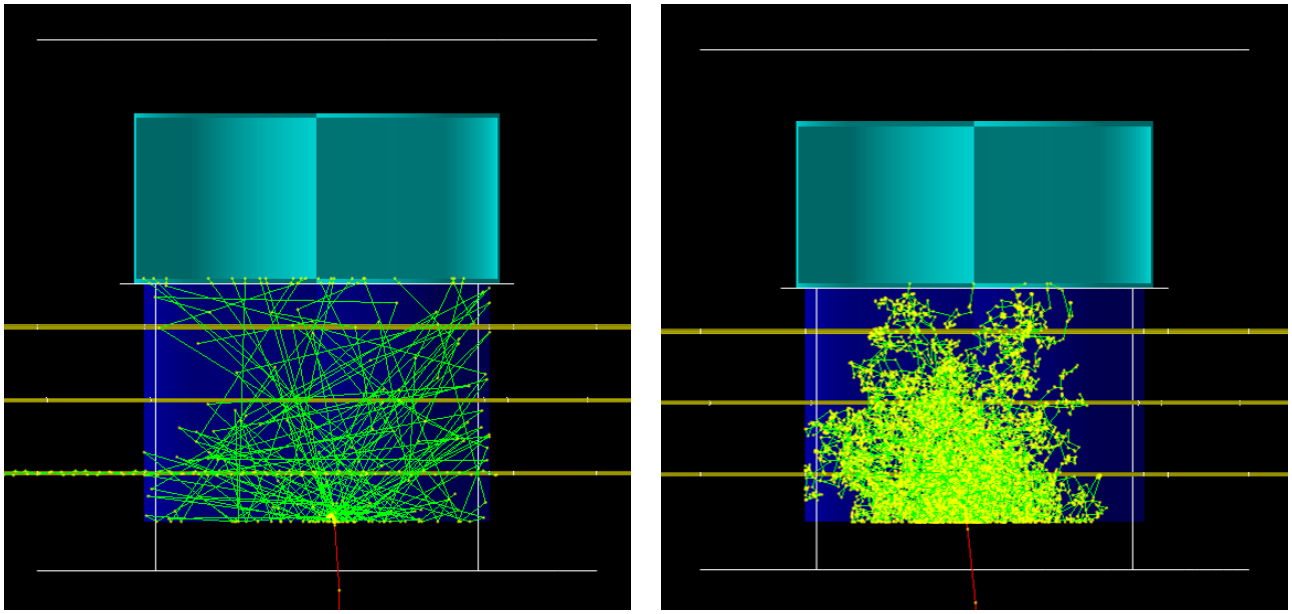


FIGURE 6.30 – Géométrie du prototype μLiquidO dans la simulation optique.

été modélisées.

La simulation doit également être capable de modéliser le comportement des photons au sein du liquide scintillant, qu'il soit opaque ou transparent. Pour cela, il est possible de modifier la valeur de la longueur de diffusion de type Rayleigh des photons dans le milieu pour imiter la propagation dans un milieu transparent (grande longueur de diffusion) ou dans un milieu opaque (petite longueur de diffusion). L'impact du changement de cette variable est visible figure 6.31. Dans le cas du liquide transparent (longueur de diffusion égale à 25 m), les photons sont réfléchis par les surfaces (Delrin ou fenêtre d'entrée) puis collectés (PM, fibres). Dans le cas du liquide opaque (longueur de diffusion égale à 1,5 mm), les photons sont diffusés et confinés, augmentant la probabilité qu'ils soient piégés par les fibres.

Lors de la propagation, les photons de scintillation ont une certaine probabilité d'être absorbés puis ré-émis par les fibres optiques selon le processus décrit dans la section 6.1.3. Les photons piégés dans les fibres vont ensuite être détectés par les SiPM en bout, là aussi avec une



— a — — b —

FIGURE 6.31 – Simulation du comportement des photons de scintillation dans μLiquidO dans du liquide transparent (a) et opaque (b). La longueur de diffusion des photons dans ce second cas est de 1,5 mm.

certaine probabilité dépendant de leur PDE. Pour que leur réponse soit la plus proche possible de la réalité, une étape supplémentaire est ajoutée dans la simulation pour prendre en compte la résolution des SiPM et son impact sur les spectres. Pour cela, nous utilisons les résolutions expérimentales (loi en $\frac{1}{i^N}$, où i est le numéro du photopic) pour établir une loi empirique d'évolution de la résolution en fonction du nombre de photons collecté correspondant à la résolution de chaque photopic. L'ajustement de ces données présentées figure 6.32 correspond à la loi de puissance $\frac{A}{i^B}$ où A et B sont des paramètres libres de l'ajustement. Cette loi permet, à partir d'un spectre simulé donnant simplement le nombre de photons collectés par SiPM (figure 6.33-a), d'élargir les photopics pour aboutir au spectre simulé visible figure 6.33-b. Ce dernier, similaire à un spectre expérimental, peut être analysé selon la méthode déjà décrite auparavant (section 6.2.2).

La première étape de validation du modèle optique a été réalisée avec du LAB. En effet, ce scintillateur est très utilisé dans de nombreuses expériences et ses propriétés sont donc très bien connues. Le résultat de cette étude est présenté figure 6.34 sur la gauche. Le nombre de photoélectrons détectés par le photomultiplicateur (en noir) et par chaque SiPM situé en bas (en bleu), au milieu (en vert) et en haut (en rouge), est donné dans le cas de la simulation (ronds vides) et de la mesure (ronds pleins). Les erreurs statistiques associées à chaque point sont calculées à partir de la formule 6.7 :

$$\Delta N_{pe} = N_{pe} \sqrt{\left(\frac{\Delta\left(\sum\limits_{i\geq 0} A_i \times pe\right)}{\sum\limits_{i\geq 0} A_i \times pe}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(\sum\limits_{i\geq 0} A_i)}{\sum\limits_{i\geq 0} A_i}\right)^2} \tag{6.8}$$

et sont trop faibles pour être visibles sur la figure.

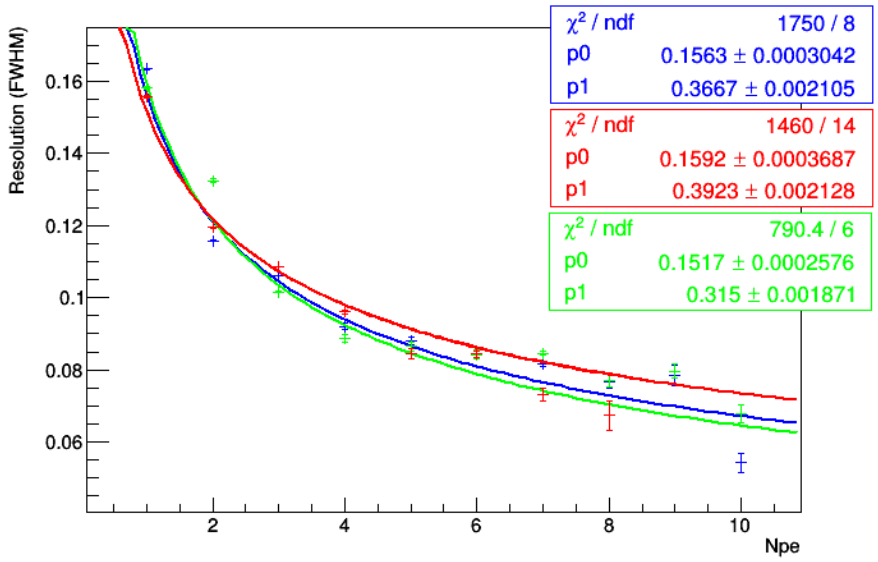
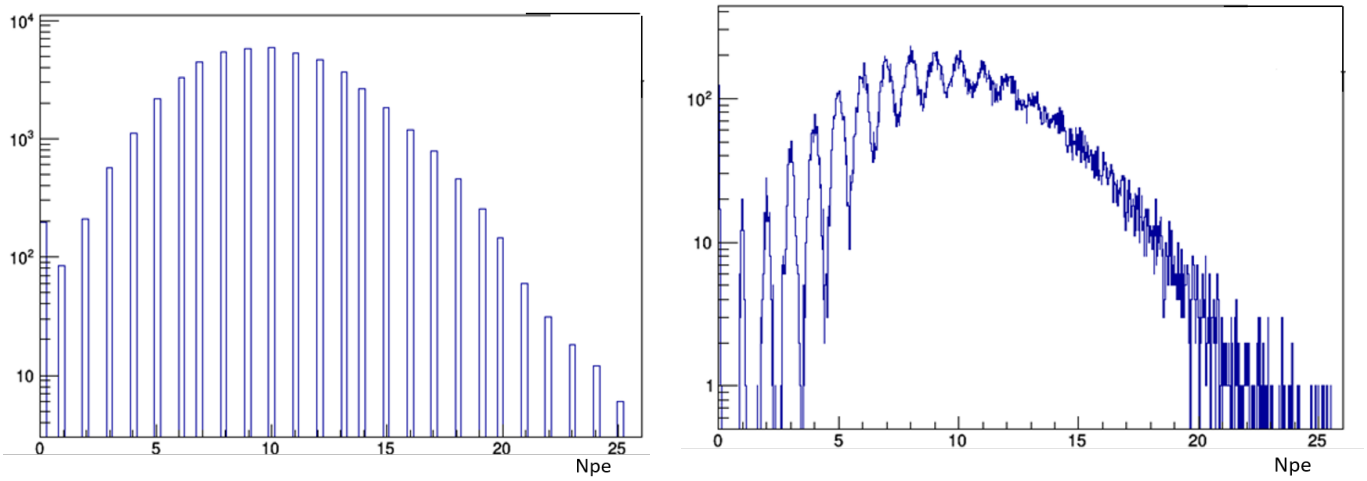


FIGURE 6.32 – Courbes de résolutions du SiPM associé à la fibre du bas (bleu), du milieu (vert) et du haut (rouge) en fonction du nombre de photoélectrons déterminés à partir de spectres expérimentaux.



— a — — b —

FIGURE 6.33 – Spectre du SiPM associé à la fibre du bas obtenu dans la simulation sans résolution (a) et même spectre après application de la résolution expérimentale (b). Cette résolution est obtenue à partir de la loi de puissance A/i^B (i étant le numéro du photopic) avec A = 0.16 et B = 0.36.

Une comparaison supplémentaire a été ajoutée afin de confirmer la validité de la simulation et montrer sa robustesse. La fenêtre d'entrée réfléchissante en Kapton et Mylar aluminisé a été remplacée par une feuille de polycarbonate noire, absorbante. Le seul paramètre modifié dans la simulation est la probabilité de réflexion des photons sur cette surface, qui devient nulle avec la feuille noire. La comparaison simulation-expérience pour cette configuration est présentée figure 6.34, au milieu, avec les mêmes codes couleurs et de symboles que précédemment. Là aussi, les données simulées reproduisent très bien les résultats expérimentaux, aussi bien pour les SiPM que pour le PM, avec, comme attendu, une baisse générale du nombre de photons détectés liée à l'absorption par la feuille de polycarbonate noire. Ces différentes comparaisons réalisées avec le LAB valident le modèle optique développé avec l'ensemble des propriétés optiques des

différents matériaux utilisés.

En principe, seule la longueur de diffusion des photons au sein du scintillateur diffère entre le LAB et le NoWaSH. En changeant cette valeur dans la simulation de 25 m (LAB) à 1,5 mm (NoWaSH avec 10 % de paraffine refroidi à 5°C), nous obtenons le résultat présenté sur la figure 6.34 à droite, qui se trouve lui aussi en très bon accord avec le résultat expérimental. Nous observons que les points noirs (photomultiplicateur) et rouges (SiPM du haut) sont abaissés par rapport aux mesures avec le LAB mais que les points verts (SiPM du milieu) et bleus (SiPM du bas) montrent une augmentation du nombre de photons collectés. Ces variations traduisent à nouveau l'effet du confinement des photons avec le NoWaSH. Cela confirme que la modification de la longueur de diffusion est bien à l'origine des résultats observés avec le NoWaSH.

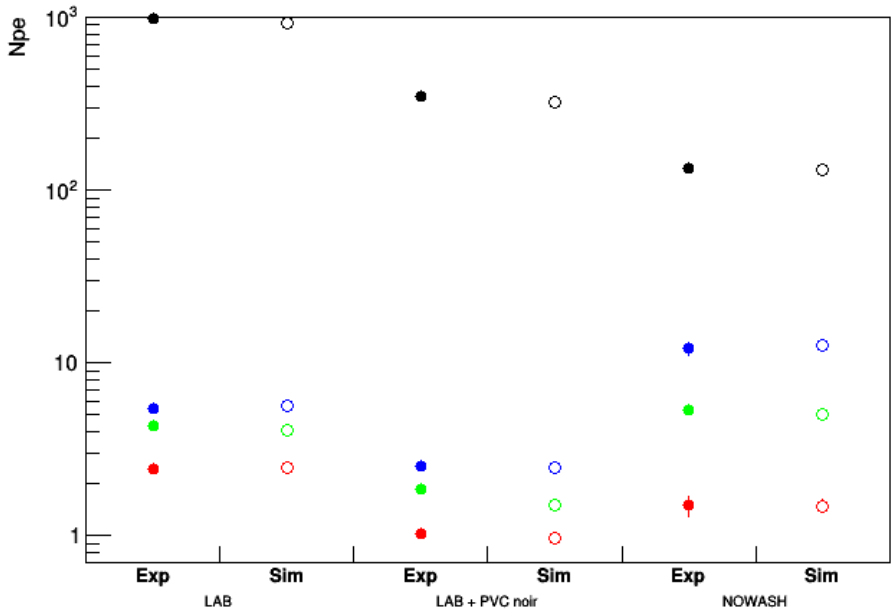


FIGURE 6.34 – Comparaison du nombre de photoélectrons détectés par le SiPM du bas c'est à dire le plus proche du point d'émission des photons de scintillation (bleu), le SiPM du milieu (vert) et le SiPM du haut (rouge) et par le photomultiplicateur (noir), mesurés (points pleins) et simulés (points vides) par simulation optique dans le cas de l'utilisation de liquide scintillant transparent LAB (gauche), de LAB avec fenêtre d'entrée en PVC noir (milieu) et du liquide scintillant opaque NoWaSH avec 10 % de paraffine (droite).

Nous sommes donc parvenus à établir un modèle effectif de simulation des photons avec le prototype μLiquidO. Ce modèle sera utilisé pour la simulation de Mini-LiquidO. Avant cela, il est intéressant de regarder le devenir des photons aux étapes clés de la simulation.

Le tableau 6.6 présente le nombre de photons produits (incluant les photons de scintillation et les photons cerenkov produits par les électrons incidents), ayant été absorbés (scintillateur, surfaces), collectés (photodétecteurs) ou ayant interagit avec les fibres optiques, pour les scintillateurs transparent et opaque. Pour les deux types de scintillateurs, on constate que les photons sont en grande partie absorbés par le scintillateur. Dans le cas du LAB, une autre grande partie des photons atteint le photomultiplicateur, ce qui est moins le cas avec le NoWaSH puisque la lumière reste confinée proche du lieu de l'interaction de l'électron. Cet effet de confinement accentue l'absorption par les surfaces (contenant en Delrin et face d'entrée

en Mylar). Chaque fibre est touchée (au moins une fois) par 1 à 7 % des photons, la fibre la plus proche du lieu d'interaction des électrons étant la plus touchée. Le confinement de la lumière augmente cet effet. Chaque fibre pourra shifter entre 0,3 et 2,4 % des photons produits. Une partie de ces photons sera piégée par la fibre et pourra atteindre le SiPM. A noter que la fibre de 50 cm atténue environ 4 % des photons en considérant une longueur d'atténuation de 4 m. En tenant compte de cette atténuation, l'efficacité réelle de piégeage des fibre est estimée à environ 17 %. L'efficacité de détection des photons par les SiPM vaut quant à elle 39 % en moyenne.

	LAB	NoWaSH
Photons produits	9111	8708
Absorbés par le scintillateur	3516 (38,6%)	4111 (47,2%)
Absorbés par la face d'entrée	515 (5,7%)	2476 (28,4%)
Absorbés par le contenant	891 (9,8%)	1436 (16,5%)
Touchant le PM	4152 (45,6%)	629 (7,2%)
Détectés par le PM	901	131
Touchant au moins une fois une fibre (F1-F2-F3)	307-230-148 (3,4%-2,4%-1,6%)	636-317-117 (7,3%-3,6%-1,3%)
Shiftés dans la fibre (F1-F2-F3)	96-70-42 (1,1%-0,7%-0,5%)	209-80-24 (2,4%-0,9%-0,3%)
Touchant un SiPM (SiPM1-SiPM2-SiPM3)	15,2-11,1-6,8	33,5-12,7-3,7
Détectés par le SiPM (SiPM1-SiPM2-SiPM3)	5,7-4,2-2,6	12,6-5,0-1,5

TABLE 6.6 – Nombre de photons absorbés, collectés, détectés ou shiftés par les différents matériaux dans la simulation optique de μLiquidO pour le LAB et le NoWaSH. Les valeurs entre parenthèses donnent le pourcentage relatif au nombre de photons produits.

La modélisation de la propagation des photons de scintillation dans le prototype μLiquidO peut à présent servir de base à de futurs détecteurs basés sur l'utilisation du scintillateur opaque NoWaSH, tel que le prototype Mini-LiquidO.

6.3 Prototype Mini-LiquidO

Le rôle du prototype Mini-LiquidO est tout d'abord de visualiser le confinement de la lumière produite par un électron sous forme d'une sphère de lumière et d'autre part de développer les algorithmes de reconstruction utiles à la technique LiquidO pour la reconstruction des évènements.

6.3.1 Dispositif expérimental

Dans son principe, le prototype Mini-LiquidO (figure 6.35-a) n'est pas très différent de μLiquidO.

Il se différencie principalement par ses dimensions plus grandes ainsi qu'un maillage de fibres plus important. Pour être capable de reconstruire la sphère de lumière, Mini-LiquidO est constitué :

— d'un contenant en polytétrafluoroéthylène (PTFE ou Téflon) qui accueille le liquide scintillant. Ce cylindre de 25 cm de hauteur et de 25 cm de diamètre peut contenir jusqu'à 7,5 litres de liquide scintillant et est percé de 416 trous qui vont permettre le passage des fibres.

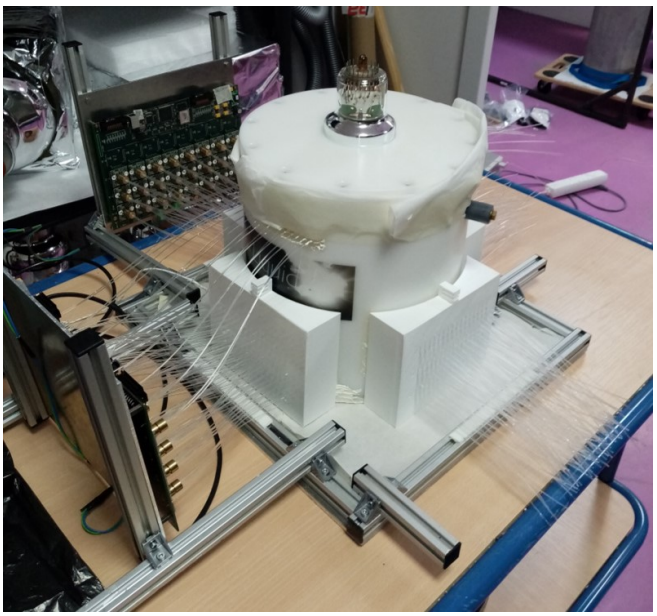


FIGURE 6.35 – Photographie du dispositif expérimental Mini-LiquidO.

— d'une fenêtre d'entrée composée, comme pour μLiquidO, d'une fine feuille de Kapton de 25 μm d'épaisseur et de deux feuilles de Mylar aluminisé de 12,5 μm.

— d'un photomultiplicateur 3" identique à celui de μLiquidO et servant également de contrôle et de référence dans l'expérience.

— de 208 fibres optiques. Elles forment un réseau bi-dimensionnel de 12 rangées de 16 fibres qui sont réparties selon deux axes perpendiculaires, avec un changement d'axe toutes les deux rangées. Les fibres sont espacées verticalement et horizontalement de 7,5 mm. Une dernière rangée de 16 fibres est située à 211 mm de la fenêtre d'entrée en Kapton. Les 12×16 rangées de fibres situées proche de la face d'entrée constituent le maillage qui servira à observer la sphère de lumière. La dernière rangée proche du PM offre un autre niveau de contrôle complémentaire à celui du PM, avec des SiPM.

— de 64 SiPM connectés chacun à 4 fibres regroupées pour minimiser le nombre de photodétecteurs. La rangée du haut est une exception et seules 2 fibres sont reliées à un SiPM.

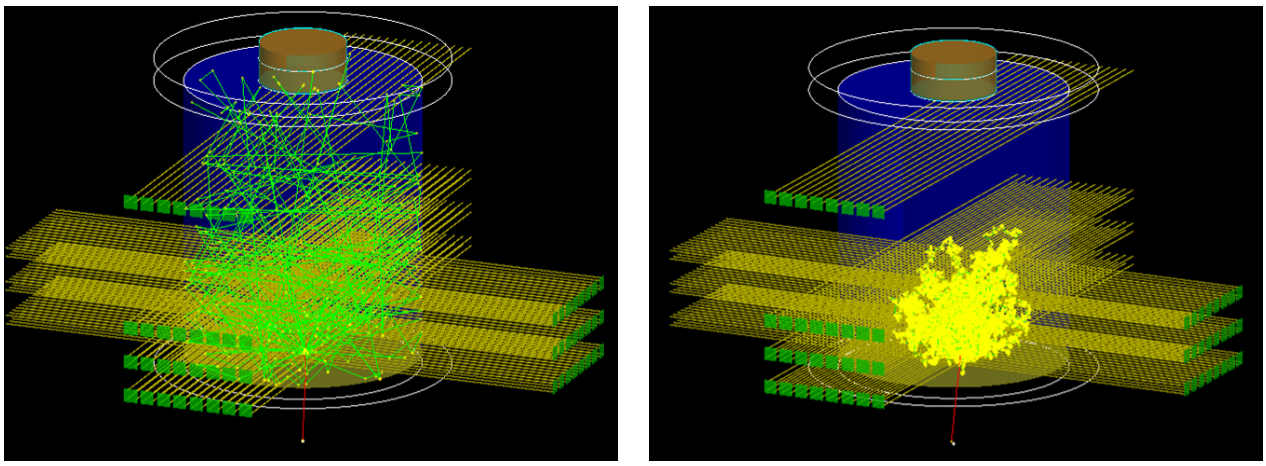
— l'autre extrémité des fibres sera dans un premier temps laissée à l'air libre lors des prises de données. Dans un second temps, elle seront enduites d'une peinture réfléchissante.

Le maillage des fibres permet une visualisation tri-dimensionnelle de la lumière produite. Associé à un algorithme de reconstruction performant dont le rôle sera de déterminer la position d'absorption du photon dans chaque fibre, le prototype doit permettre la mise en évidence de la topologie sphérique du signal généré par l'interaction des électrons issus du spectromètre dans le liquide scintillant.

6.3.2 Simulation optique de Mini-LiquidO

Le code de simulation développé pour μLiquidO a été repris pour y introduire la géométrie du dispositif Mini-LiquidO (figures 6.36). Le contenant est modélisé par un cylindre en Téflon traversé par les 208 fibres optiques (jaune) et rempli par du scintillateur (bleu). Les SiPM (vert) sont placés chacun à l'extrémité de quatre fibres et aucun dispositif réfléchissant n'est actuellement placé à l'autre extrémité des fibres. Les feuilles de Kapton et Mylar aluminisé

(jaune sous le liquide scintillant) sont également ajoutées au niveau de la face d'entrée du cylindre. La fenêtre d'entrée en verre (bleu cyan) du photomultiplicateur ainsi que sa photocathode (en orange) ont aussi été modélisées. Le déroulement de la simulation est identique à celui de μLiquidO : des électrons monoénergétiques entrant par le centre de la fenêtre d'entrée produisent des photons de scintillation (et cerenkov) qui vont se propager dans le milieu et être absorbés ou détectés par les différents photodétecteurs. Leur propagation dans le LAB est présenté figure 6.36-a et dans le NoWaSH (1,5 mm de longueur de diffusion) figure 6.36-b. Cette dernière figure illustre le fait que les dimensions du prototype sont adaptées à la visualisation de la sphère de lumière.



— a — — b —

FIGURE 6.36 – Simulation du comportement des photons de scintillation dans Mini-LiquidO dans du liquide transparent (a) et opaque (b). La longueur de diffusion des photons dans ce second cas est de 1,5 mm.

La figure 6.37-a montre le nombre moyen de photons collectés par évènement et par SiPM avec du LAB comme milieu de propagation.

Nous pouvons remarquer le gradient qui existe dans le nombre de photons détectés par les SiPM selon leur position verticale (déjà observé dans μLiquidO), mais aussi selon leur éloignement par rapport à l'axe du faisceau. Ce gradient de lumière est corrélé au positionnement géométrique des fibres par rapport au lieu de création de la lumière.
La figure 6.37-b montre le nombre moyen de photons détectés par évènement et par SiPM avec cette fois-ci du liquide scintillant opaque de 1,5 mm de longueur de diffusion. L'effet du confinement de la lumière y est nettement visible, avec pour conséquence une augmentation importante (facteur 3) de la quantité de lumière détectée par les SiPM les plus proches de la zone de production de la lumière et une forte diminution du nombre de photons détectés pour les SiPM plus éloignés ($\leq$ 1 photon détecté en moyenne).

Le tableau 6.7 détaille le nombre de photons produits, absorbés, collectés ou ayant interagit avec les fibres dans la simulation optique de Mini-LiquidO en présence de LAB et de NoWaSH. On peut voir que, comme pour μLiquidO, une très grande partie des photons sont absorbés par le scintillateur. Les photons confinés dans le scintillateur opaque sont fortement absorbés par la face d'entrée du dispositif, tandis qu'ils sont plutôt absorbés par le contenant dans le cas du liquide transparent. Cette différence s'explique par la proximité de la face avant avec le lieu d'interaction des électrons, et donc avec les photons lorsqu'ils sont confinés. Cette plus forte absorption de la face d'entrée en présence de NoWaSH explique d'ailleurs pourquoi le nombre

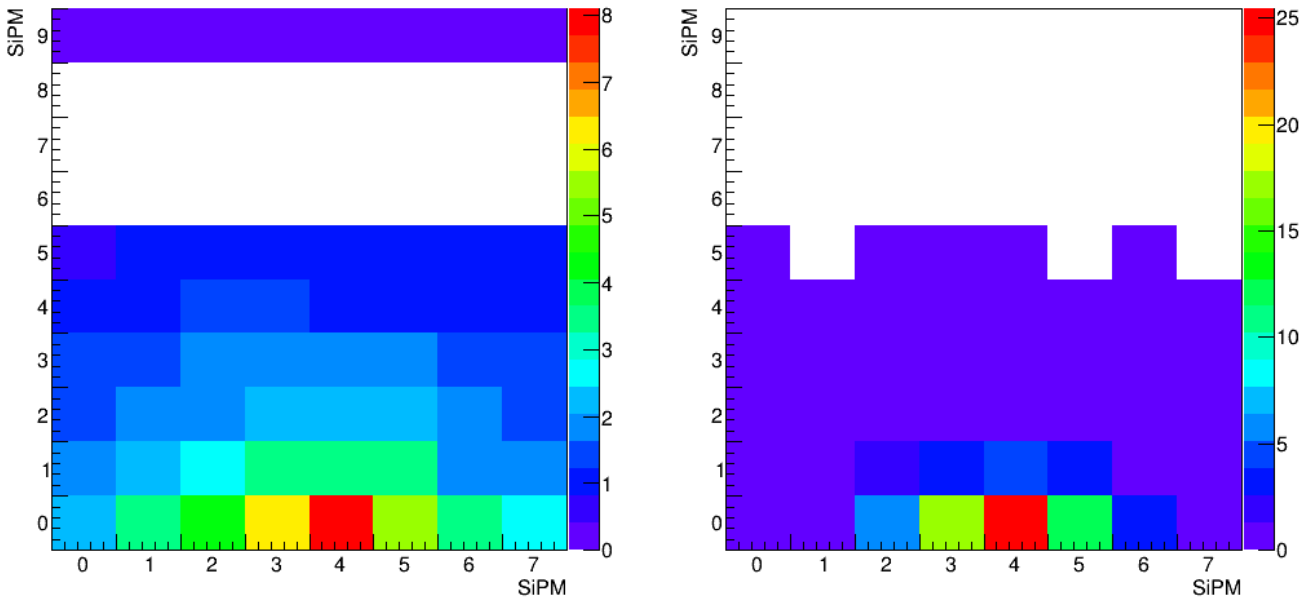


FIGURE 6.37 – Nombre moyen de photons détectés par évènement par chaque SiPM de Mini-LiquidO dans du liquide transparent (a) et opaque (b). La longueur de diffusion des photons dans ce second cas est de 1,5 mm.

	LAB	NoWaSH
Photons produits	9232	8710
Absorbés par le scintillateur	4442 (48,1%)	4249 (48,8%)
Absorbés par la face d'entrée	571 (6,2%)	3212 (36,9%)
Absorbés par le contenant	2992 (32,4%)	963 (11,1%)
Collection PM	893 (9,7%)	8 (0,1%)
Détection PM	162	1
Fibres touchées	5176 (56,1%)	3590 (41,2%)
Fibres WLS	2589 (28,0%)	2031 (23,3%)
Collection SiPM	271	214
Détection SiPM	104	83

TABLE 6.7 – Nombre de photons produits, absorbés, collectés, détectés ou shiftés par les différents matériaux dans la simulation optique de Mini-LiquidO pour le LAB et le NoWaSH. Les valeurs entre parenthèses donnent le pourcentage relatif au nombre de photons produits.

total de photons détectés est plus faible avec le NoWaSH qu'avec le LAB.

Au total, ce sont 83 photons qui sont collectés en moyenne pour l'interaction d'un électron de 1 MeV dans le prototype Mini-LiquidO en présence de liquide opaque avec une longueur de diffusion de 1,5 mm. Cela correspond à une résolution de 25,8 % FWHM à 1 MeV. Cette résolution est élevée du fait des effets d'absorption des surfaces. Les mêmes hypothèses de simulation dans une géométrie plus grande (cylindre de 2 m de hauteur et de 3 m de diamètre) permettent de retrouver la résolution attendue de 14 % (FWHM) à 1 MeV.

Les mesures réalisées avec le prototype Mini-LiquidO ont débuté récemment avec une première prise de données à vide, c'est-à-dire sans liquide dans le contenant, dans le but de vérifier le bon fonctionnement de l'électronique et d'établir les algorithmes d'analyse des

signaux. Une seconde campagne de mesures a ensuite été faite avec cette fois-ci un remplissage avec de l'eau. Cela a permis de vérifier l'étanchéité du dispositif et de mesurer les photons cerenkov émis lors de l'interaction d'électrons mono-énergétiques provenant du spectromètre ou de muons. Enfin, des prises de données ont débuté avec LAB. Toutes ces données sont en cours d'analyses. Les mesures avec le liquide opaque sont prévues en suivant.

En parallèle à la prise de données des prototypes μLiquidO et Mini-LiquidO, des études sont menées sur le développement d'un détecteur dont le rôle sera de démontrer la possibilité de reconstruire la topologie des évènements et donc le pouvoir d'identification des gammas par rapport aux électrons. Ce détecteur de plus grande dimension pourra également confirmer la résolution en énergie.

Conclusion

La découverte de la décroissance double bêta sans émission de neutrino montrerait la nature de Majorana du neutrino et permettrait d'accéder à son échelle de masse. Cela permettrait de valider certaines extensions apportées au Modèle Standard de physique des particules pour expliquer la masse non nulle des neutrinos. La mise en évidence de la nature de Majorana du neutrino conforterait aussi l'hypothèse du modèle de leptogénèse qui pourrait être à l'origine de l'asymétrie matière-antimatière de l'univers.

La collaboration SuperNEMO recherche la décroissance double bêta à l'aide d'une technologie unique qui permet d'accéder aux caractéristiques individuelles des particules : leur trajectoire à l'aide d'une chambre à fils en régime Geiger et leur énergie et temps de vol grâce à un calorimètre. Cette reconstruction topologique des évènements permet d'identifier chaque particule mise en jeu donnant ainsi une signature claire du signal recherché en confirmant la présence de deux électrons et en réduisant efficacement les évènements de bruit de fond. La cinématique des particules (notamment leur énergie individuelle et distribution angulaire) permet aussi de discriminer le mécanisme de décroissance mis en jeu en cas de découverte. Le démonstrateur SuperNEMO, contenant 6,11 kg de ^{82}Se, a pour but de valider à grande échelle toutes les performances de détection et de bruits de fond visées pendant la phase de R&D. Ce détecteur permettra aussi une mesure de précision de la décroissance $\beta\beta2\nu$ et d'atteindre une sensibilité sur la décroissance $\beta\beta0\nu$ de $5{,}7.10^{24}$ ans correspondant à une limite de [0,20 - 0,55] eV sur la masse effective du neutrino au bout de 2,5 ans.

Afin d'extraire avec un maximum de précision la réponse en énergie des modules optiques (scintillateur plastique couplé à un photomultiplicateur) qui composent le calorimètre de SuperNEMO, une importante partie de ce travail de thèse s'est portée sur la modélisation du parcours des photons de scintillation de leur production dans le scintillateur à leur collection par le photomultiplicateur. Des facteurs de corrections optiques ont été développés pour tenir compte de la non-linéarité dans la production de la lumière de scintillation (saturation de Birks, effet Cerenkov) et de la non-uniformité de la réponse des modules (géométrie du scintillateur, efficacité de collection du photomultiplicateur) pour tous les types de modules optiques composant le démonstrateur. Ces corrections, faisant le lien entre l'énergie déposée par une particule et l'énergie visible correspondant à l'observable mesurée (charge), ont été implémentées dans le logiciel de simulation de la collaboration Falaise. Une étude a montré la possibilité de mesurer la non-uniformité de la collection des photons de scintillation selon leur création au niveau de la face d'entrée des modules optiques avec les sources d'étalonnage du détecteur. L'application de ces corrections géométriques *mesurées* permettront d'améliorer la résolution en énergie du détecteur. Les premières données enregistrées par le démonstrateur avec des sources radioactives ont permis en parallèle de valider les corrections de non-linéarité de production de lumière établies à l'aide de la simulation optique développée.

Les premières données du calorimètre obtenues depuis 2019 ont également été utilisées pour l'alignement du gain des photomultiplicateurs. En l'absence du trajectographe, l'étalonnage

des modules optiques avec les sources de ^{207}Bi ne peut être réalisé et une nouvelle méthode d'estimation des gains basée sur la forme des spectres de bruit de fond, plus particulièrement du front Compton du ^{208}Tl, a été développée. Cette méthode a permis de corriger les gains initiaux afin de réduire leur dispersion de 56 % à 8 %. Un premier étalonnage en énergie a ainsi pu être réalisé à partir de cet ajustement des spectres de bruit de fond. Cet étalonnage a permis de reconstruire les spectres en énergie des évènements produits par des sources de ^{207}Bi et de ^{60}Co et de valider ainsi pour la première fois auprès du détecteur l'influence des corrections optiques développées par la simulation optique.

Une analyse de sensibilité comparative du démonstrateur SuperNEMO pour trois isotopes émetteurs (^{82}Se, ^{96}Zr, ^{150}Nd) a été réalisée. L'objectif était d'évaluer le potentiel d'une seconde phase de prises de données du démonstrateur avec un isotope plus prometteur que le ^{82}Se. Les résultats obtenus montrent que le sélénium reste le plus favorable en terme de demi-vie ($T^{0\nu}_{1/2}(^{82}\mathrm{Se}) = (5{,}68 \pm 0{,}01).10^{24}$ ans). Toutefois, si l'on considère la sensibilité sur la masse effective $m_{\beta\beta}$, le néodyme présente une léger avantage avec ($m_{\beta\beta} = [151{,}8$ - $497{,}1]$ meV) pour une prise de données de 17,5 kg.an avec le démonstrateur.
L'impact de la non-linéarité entre énergie réelle déposée et énergie visible mesurée par le calorimètre sur la sensibilité du démonstrateur sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta2\nu$ vers l'état excité 2^+_2 du ^{82}Kr, noyau fils du ^{82}Se, a été évalué. Cette transition caractérisée par l'émission de deux électrons et deux photons gamma constitue un canal d'étude privilégié pour évaluer l'impact des corrections optiques qui sont particulièrement importantes dans le cas de dépôts d'énergie par les photons gamma. A l'aide de sélections optimisées sur les énergies individuelles et sommées des particules mises en jeu, les valeurs de sensibilité de $T^{2\nu*}_{1/2} > (2{,}0 \pm 0{,}1).10^{22}$ ans sans application des corrections et $T^{2\nu*}_{1/2} > (1{,}9 \pm 0{,}1).10^{22}$ ans avec application des corrections optiques sont obtenues. Cela montre qu'avec des critères d'analyse optimisés, les distorsions des spectres en énergie induites par les facteurs de corrections optiques ne dégradent finalement pas la sensibilité du démonstrateur sur cette transition.

La dernière contribution de ce travail de thèse a porté sur l'étude d'une nouvelle technique calorimétrique nommée LiquidO, basée sur l'utilisation d'un liquide scintillant opaque parcouru par un réseau de fibres optiques dont l'objectif est d'accéder au lieu d'interaction des particules à l'aide d'un confinement stochastique de la lumière. Cette approche calorimétrique présente des avantages sur l'identification des particules ou le dopage en isotopes d'intérêt qui en font une technique prometteuse pour la prochaine génération d'expériences sur la recherche de la décroissance double bêta sans émission de neutrino. Un premier prototype μLiquidO a été développé dans le cadre de cette thèse. Il a permis la première prise de données avec le nouveau scintillateur opaque. Ces données comparées aux résultats de la simulation optique également développée pendant ce travail de thèse, ont pu donner une première démonstration de l'effet de confinement de la lumière. Ce résultat a ouvert la voie à la construction d'un prototype plus volumineux (Mini-LiquidO) en cours de prises de données au CENBG et qui devrait permettre de visualiser la sphère de lumière induite par le confinement des photons. La simulation des résultats attendus avec ce prototype a aussi été réalisée et pourra, à partir des résultats des mesures de Mini-LiquidO, confirmer les performances attendues avec cette nouvelle technique de détection.

Bibliographie

[1] https ://masterclass.icecube.wisc.edu/en/learn/detecting-neutrinos.

[2] P. A. R. Ade et al. (Planck Collaboration). Planck 2015 results. xiii. cosmological parameters. arXiv :1502.01589, 2015.

[3] C. Marquet. La décroissance double bêta et les grandes questions sur le neutrino - contributions aux calorimètres nemo3 et supernemo. Manuscrit d'Habilitation à Diriger des Recherches, 2019.

[4] J. Engel and J. Menéndez. Status and future of nuclear matrix elements for neutrinoless double-beta decay : A review. Reports on Progress in Physics, 80(4), 2017.

[5] https ://www.freepng.fr/png-gmlb4j/.

[6] G. Oliviéro. Expérience supernemo pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos : conception et réalisation du système de déclenchement du module démonstrateur. Thèse de Doctorat, Université de Normandie, 2018.

[7] A. Huber. Recherche de la nature du neutrino avec le détecteur supernemo : Simulations optiques pour l'optimisation du calorimètre et performances attendues pour le ^{82}se. Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux, 2017.

[8] Hamamatsu. Mppcs for precision measurement. https ://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13360_series_kapd1052e.pdf.

[9] D. Navas-Nicolás et al A. Serafini. Physics potential with liquido : Detecting ^{40}k geoneutrinos. Poster Neutrino2020, 2020.

[10] K. A. Olive et al. Review of particle physics. Chin. Phys., C38 :090001, 2014.

[11] J. Kotila and F. Iachello. Phase-space factors for double-β decay. Phys. Rev. C, 85 :034316, 2012.

[12] C. Buck et al. Novel opaque scintillator for neutrino detection. JINST 14 P11007, 2019.

[13] Kuraray. Plastic scintillating fibers. https ://www.kuraray.com/uploads/5a717515df6f5/PR0150_psf01.pdf.

[14] J. Chadwick. Intensitatsverteilung im magnetischen spektrum der β-strahlen von radium $b + c$. Verh. d. deutschen Phys. Ges., 16 :383, 1914.

[15] W. Pauli. Letter to the physical society of tubingen. Physics Today, 9, 1930.

[16] E. Fermi. Versuch einer theorie der β-strahlen i. Zeit. Phys., 88 :161, 1934.

[17] C. L. Cowan and F. Reines. The neutrino. Nature, 178 :446, 1956.

[18] S. L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. Nuclear Physics, 22(4) : 579-588, 1961.

[19] A. Salam. Renormalizability of gauge theories. Phys. Rev., 127(1) :331 - 334, 1962.

[20] S. Weinberg. A model of leptons. Phys. Rev. Lett., 19(21) :1264 - 1266, 1967.

[21] C.D. Anderson and S.H. Neddermeyer. Cloud chamber observations of cosmic rays at 4300 meters elevation and near sea-level. Phys. Rev., 50(4) :263 - 271, 1936.

[22] G. Danby et al. Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. Phys. Rev. Lett., 9(1) :36 - 44, 1962.

[23] M.L. Perl et al. Evidence for anomalous lepton production in e+ â eâ annihilation. Phys. Rev. Lett., 35(22) :1489-1492, 1975.

[24] K. Kodama et al. Observation of tau neutrino interactions. Physics Letters B, 504(3) :218 - 224, 2001.

[25] K. Nakamura and Particle Data Group. Review of particle physics. Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics, 37(7A) :075021, 2010.

[26] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. Phys. Rev. Lett., 81(8) :1562 - 1567, 1998.

[27] M. G. Betty et al (PTOLEMY collaboration). Neutrino physics with the ptolemy project : active neutrino properties and the light sterile case. JCAP07-047, 2019.

[28] Borexino Collaboration. Neutrinos from the primary proton-proton fusion process in the sun. Nature, 512 :383 - 386, 2004.

[29] G. Arnison et al. Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 gev/c2 at the cern sps collider. Physics Letters B, 126(5) :398 - 410, 1983.

[30] G. Arnison et al. Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540$gev. Physics Letters B, 122(1) :103 - 116, 1983.

[31] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. Phys. Lett. B, 716 :1 - 29, 2012.

[32] P. W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. Phys. Rev. Lett., 13 :508-509, 1964.

[33] C. S. Wu et al. Experimental test of parity conservation in beta decay. Phys. Rev., 105 :1413 - 1415, 1957.

[34] L. M. Lederman R. L. Garwin and M. Weinrich. Observations of the failure of conservation of parity and charge conjugation in meson decays : the magnetic moment of the free muon. Phys. Rev., 105 :1415 - 1417, 1957.

[35] Nicola Cabibbo. Unitary symmetry and leptonic decays. Phys. Rev. Lett., 10 :531 - 533, 1963.

[36] Makoto Kobayashi and Toshihide Maskawa. Cp-violation in the renormalizable theory of weak interaction. Prog. Theor. Phys., 49 :652 - 657, 1973.

[37] B. Pontecorvo. Inverse beta process and nonconservation of lepton charge. Sov. Phys. JETP, 7 :172 - 173, 1958.

[38] M. Nakagawa Z. Maki and S. Sakata. Remarks on the unified model of elementary particles. Prog. Theor. Phys., 28 :870 - 880, 1962.

[39] S.P. Mikheev and A. Y. Smirnov. Resonant amplification of neutrino oscillations in matter and solar-neutrino spectroscopy. Cimento C, 9 :17 - 26, 1986.

[40] L. Wolfenstein. Neutrino oscillations in matter. Phys. Rev. D, 17 :2369 - 2374, 1978.

[41] Q. R. Ahmad et al. (SNO Collaboration). Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the sudbury neutrino observatory. Phys. Rev. Lett., 89 :011301, 2002.

[42] K. Abe et al. (Super-Kamiokande Collaboration). Solar neutrino results in super-kamiokande-iii. Phys. Rev. D, 83 :052010, 2011.

[43] K. Eguchi et al. (KamLAND Collaboration). First results from kamland : Evidence for reactor antineutrino disappearance. Phys. Rev. Lett., 90 :021802, 2003.

[44] The Double Chooz Collaboration. Double chooz θ_{13} measurement via total neutron capture detection. Nature Physics volume 16,558 - 564, 2020.

[45] K. Abe et al. Measurement of neutrino oscillation parameters from muon neutrino disappearance with an off-axis beam. Phys. Rev. Lett., 111 :211803, 2013.

[46] P. Adamson et al. (NOvA Collaboration). First measurement of electron neutrino appearance in nova. Phys. Rev. Lett., 116 :151806, 2016.

[47] A. Kouchner. Next-generation atmospheric neutrino experiments. Physics of the Dark Universe, 4 :60-74, 2014.

[48] KE. Abe et al. Hyper-kamiokande design report. Working paper or preprint, 2018.

[49] O. Mena C. A. Ternes P. F. De Salas, S. Gariazzo and M. Tortolai. Neutrino mass ordering from oscillations and beyond : 2018 status and future prospects. Front. Astron. Space Sci., 5 :36, 2018.

[50] P. F. De Salas et al. Status of neutrino oscillations 2018 : 3 hint for normal mass ordering and improved cp sensitivity. Physics Lett. B, 782 :633 - 640, 2018.

[51] A. Marrone D. Montanino F. Capozzi, E. Lisi and A. Palazzo. Neutrino masses and mixings : Status of known and unknown 3ν parameters. Nuclear Physics B, 908 : 218 - 234, 2016.

[52] E. Majorana. Teoria simmetrica dell elettrone e del positrone. Nuovo Cimento, 1 :171 - 184, 1937.

[53] T. Yanagida. Horizontal symmetry and masses of neutrinos. Prog. Theo. Phys., 64 :1103, 1980.

[54] M. Aker et al. (KATRIN Collaboration). Improved upper limit on the neutrino mass from a direct kinematic method by katrin. Phys. Rev. Lett. 123, 221802, 2019.

[55] K. Assamagan et al. Upper limit of the muon-neutrino mass and charged-pion mass from momentum analysis of a surface muon beam. Phys. Rev. D, 53 :6065 - 6077, 1996.

[56] R. Barate et al. An upper limit of the τ neutrino mass from three- and five-prong tau decays. Eur. Phys. J. C, 2(3) :395 - 406, 1998.

[57] Thomas J. Loredo and Donald Q. Lamb. Bayesian analysis of neutrinos observed from supernova sn 1987a. Phys. Rev. D, 65 :063002, 2002.

[58] E. Di Valentino et al. Cosmological axion and neutrino mass constraints from planck 2015 temperature and polarization data. Physics Letters B, 752 :182 - 185, 2016.

[59] S. Vagnozzi et al. Unveiling ν secrets with cosmological data : Neutrino masses and mass hierarchy. Phys. Rev. D, 96 :123503, 2017.

[60] M Lachièze-Rey. Initiation Ã la cosmologie. Dunod Editions, 4me édition, 2004.

[61] A. D. Sakharov. Violation of cp invariance, c assymetry and baryon assymetry of the universe. JETP Lett. 5, 24, 1967.

[62] M. Goeppert-Mayer. Double beta-disintegration. Phys. Rev., 48(6) :512 - 516, 1935.

[63] T Kirsten et al. Experimental evidence for the double-beta decay of te-130. Phys. Rev. Lett., 20 :1300 - 1303, 1968.

[64] R. Arnold et al. (NEMO-3 Collaboration). Measurement of the double-beta decay half-life and search for the neutrinoless double-beta decay of ^{48}ca with the nemo-3 detector. Phys. Rev. D, 93 :112008, 2016.

[65] M. Agostini et al. (GERDA Collaboration). Results on $\beta\beta$ decay with emission of two neutrinos or majorons in ^{76}ge from gerda phase i. The European Physical Journal C, 75(9) :416, 2015.

[66] R. Arnold et al. (NEMO-3 Collaboration). Final results on ^{82}se double beta decay to the ground state of ^{82}kr from the nemo-3 experiment. The European Physical Journal C, 78, 2018.

[67] J. Argyriades et al. (NEMO3 Collaboration). Measurement of the two neutrino double beta decay half-life of zr-96 with the nemo-3 detector. Nucl. Phys. A, 847(3) :168 - 179, 2010.

[68] E. Armengaud et al. Development of 100mo-containing scintillating bolometers for a high-sensitivity neutrinoless double-beta decay search. The European Physical Journal C, 77(11) :785, 2017.

[69] F. Danevich et al. Search for double beta decay of 116 cd with enriched 116 cdwo 4 crystal scintillators (aurora experiment). Journal of Physics : Conference Series, 718 :062009, 2016.

[70] C. Alduino et al. (CUORE Collaboration). Measurement of the two-neutrino double-beta decay halflife of ^{130}te with the cuore-0 experiment. The European Physical Journal C, 77(1) :13, 2017.

[71] J.B. Albert et al. (EXO Collaboration). Improved measurement of the $2\nu\beta\beta$ half-life of ^{136}xe with the exo-200 detector. Phys. Rev. C, 89 :015502, 2014.

[72] R. Arnold et al. (NEMO-3 Collaboration). Measurement of the $2\nu\beta\beta$ decay half-life of ^{150}nd and a search for $0\nu\beta\beta$ decay processes with the full exposure from the nemo-3 detector. Phys. Rev. D, 94 :072003, 2016.

[73] W. H. Furry. On transition probabilities in double beta-disintegration. Phys. Rev., 56 :1184 - 1193, 1939.

[74] P. Minkowski H. Primakoff A. Halprin and S. P. Rosen. Double-beta decay and a massive majorana neutrino. Phys. Rev. D, 13 :2567 - 2571, 1976.

[75] J. Schechter and J. W. F. Valle. Neutrino decay and spontaneous violation of lepton number. Phy. Rev. D, 25(3) :774 - 783, 1982.

[76] H.V. Klpador-Kleingrothaus M. Hirsch and S.G. Kovalenko. Supersymmetry and neutrinoless double beta decay. arXiv :hep-ph/9502385, 1995.

[77] J. Schechter and J.W.F. Valle. Neutrinoless double-beta decay in su(2)Ãu(1) theories. Phys. Rev. D, 25 :2951, 1982.

[78] F. Nowacki A. Poves E. Caurier, G. MartÃnez-Pinedo and A. P. Zuker. The shell model as a unified view of nuclear structure. Rev. Mod. Phys., 77 :427 - 488, 2005.

[79] Alejandro Mariano and Jorge G. Hirsch. Limitations of the number self-consistent random phase approximation. Phys. Rev. C, 61 :054301, 2000.

[80] J. Barea and F. Iachello. Neutrinoless double-β decay in the microscopic interacting boson model. Phys. Rev. C, 79 :044301, 2009.

[81] P. K. Rath P. K. Raina K. Chaturvedi, R. Chandra and J. G. Hirsch. Nuclear deformation and neutrinoless double-β decay of ^{94,96}zr, ^{98,100}mo, ^{104}ru, ^{110}pd, ^{128,130}te, and ^{150}nd nuclei within a mechanism involving neutrino mass. Phys. Rev. C, 78 :054302, 2008.

[82] Tomas R. Rodriguez and Gabriel Martinez-Pinedo. Energy density functional study of nuclear matrix elements for neutrinoless
$\beta\beta$ decay. Phys. Rev. Lett., 105 :252503, 2010.

[83] I.S. Towner. Quenching of spin matrix elements in nuclei. Physics Reports, 155(5) :263 - 377, 1987.

[84] A. Gando et al. (KamLAND-Zen Collaboration). Search for majorana neutrinos near the inverted mass hierarchy region with kamland-zen. Phys. Rev. Lett., 117 :082503, 2016.

[85] F. Simkovic et al. Improved description of the 2β
-decay and a possibility to determine the effective axial-vector coupling constant. Phys. Rev. C, 97 :034315, 2018.

[86] J. Toivanen and J. Suhonen. Study of several double-beta-decaying nuclei using the renormalized proton-neutron quasiparticle random-phase approximation. Phys. Rev. C, 55 :2314, 1997.

[87] A.S. Barabash. Statistics of neutrinos and the double beta decay. Nucl.Phys.B783 :90-111, 2007.

[88] B. Schmidt et al (CUPID-Mo collaboration). New limit from the search for $0\nu\beta\beta$-decay of ^{100}mo with the cupid-mo experiment. Poster Neutrino 2020, 2020.

[89] S. Umehara et al. Neutrino-less double-beta decay of ca-48 studied by ca f(2)(eu) scintillators. Phys. Rev., C78 :058501, 2008.

[90] M. Agostini et al. (GERDA Collaboration). Improved limit on neutrinoless double-β
decay of ^{76}ge from gerda phase ii. Phys. Rev. Lett., 120 :132503, 2018.

[91] O. Azzolini et al. Final result of cupid-0 phase-i in the search for the 82se neutrinoless double beta decay. Phys. Rev. Lett. 123, 0325012, 2019.

[92] M. B. Kauer. Search for the double beta decay of zr-96 with nemo-3 and calorimeter development for the supernemo experiment. Thesis, University College London, UK, 2010.

[93] R. Arnold et al. (NEMO3 Collaboration). Results of the search for neutrinoless double-β
decay in ^{100}mo with the nemo-3 experiment. Phys. Rev. D, 92 :072011, 2015.

[94] C. Alduino et al. (CUORE Collaboration). First results from cuore : A search for lepton number violation via $0\nu\beta\beta$ decay of ^{130}te. Phys. Rev. Lett., 120 :132501, 2018.

[95] R. Arnold et al. Chemical purification of molybdenum samples for the nemo-3 experiment. Nucl. Inst. Meth. A, 474 :93 - 100, 2001.

[96] Alimardon V. Rakhimov et al. Development of methods for the preparation of radiopure ^{82}se sources for the supernemo neutrinoless double-beta decay experiment. Radiochimca Acta, 101(10) :653 - 659, 2020.

[97] T. Le Noblet. Background studies and design optimisation of the supernemo demonstrator module. search for $2\nu\beta\beta$
and
$0\nu\beta\beta$
decays of ^{116}cd into the excited states of ^{116}sn with nemo-3. Thèse de Doctorat, Université Grenoble Alpes, 2017.

[98] P Guzowski (SuperNEMO Collaboration). Construction of the tracker for the supernemo experiment. J. Phys. : Conf. Ser. 598 012020, 2015.

[99] J.P. Cesar. The search for periodic modulations of nuclear decay rates with the nemo-3 experiment and development of the light injection monitoring system for the supernemo experiment. Thesis, The Univeristy of Texas at Austin, 2016.

[100] Matthew Kauer (SuperNEMO Collaboration). Calorimeter *r&d* for the supernemo double beta decay experiment. J. Phys. : Conf. Ser. 160 012031, 2009.

[101] A.S. Barabash. The bipo-3 detector for the measurement of ultra low natural radioactivities of thin materials. JINST 12 (2017) P06002, 2017.

[102] B. Soulé. Recherche des désintégrations double bêta avec et sans émission de neutrinos du ^{82}se vers les états excités du ^{82}kr dans l'expérience nemo3. Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux, 2015.

[103] J. Peyré. Scintillateurs et détecteurs de lumière. http ://www.in2p3.fr/actions/formation/TechBaseDet15/4_JPe_Oleron_Scintillateurs_&_Photodetecteurs.pdf.

[104] E. Chauveau. Développement de compteurs à scintillation hautes performances et de très basse radioactivité pour le calorimètre du projet supernemo. Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux, 2010.

[105] R. Hodak et al. Improvement of the energy resolution of the scintillating detectors for the low background measurement. AIP Conference Proceedings, 1672(1) :130003, 2015.

[106] L. R. Koller. Photoelectric emission from thin films of caesium. Phys. Rev., 36 :1639 - 1647, 1930.

[107] N.R. Campbell. The photoelectric emission of thin films. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 12(75) :173 - 185, 1931.

[108] H. Iams and B. Salzberg. The secondary emission phototube. Proceedings of the Institute of Radio Engineers, 23(1) :55 - 64, 1935.

[109] V.K. Zworykin et al. Proc. IRE, 24, 351, 1936.

[110] L. Austin and H. Starke. Über die refl exion der kathodenstrahlen und eine damit verbundene neue erscheinung secundarer emission. Annalen der Physik, 314(10) :271 - 292, 1902.

[111] C. Marquet et al. High energy resolution electron beam spectrometer in the mev range. JINST 10 P09008, 2015.

[112] 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.

[113] S. Penfold S. Guatelli S. Incerti, M. Douglass and E. Bezak. Review of geant4-dna applications for micro and nanoscale simulations. Physica Medica, 32(10) :1187 - 1200, 2016.

[114] P. Gumpliger. Optical photon processes in geant4. http ://geant4.in2p3.fr/2005/Workshop/ShortCourse/session4/P.Gumplinger.pdf.

[115] J. Argyriades et al. Spectral modeling of scintillator for the nemo-3 and supernemo detectors. Nucl.Instrum.Meth.A 625 20-28, 2011.

[116] P. A. Cerenkov. Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light. Phys. Rev., 52 :378 - 379, 1937.

[117] Eve Curie. Madame curie. GALLIMARD, 1981.

[118] I. Frank and I. Tamm. Coherent visible radiation of fast electrons passing through matter. Springer Berlin Heidelberg pages 29-35, 1991.

[119] J.V. Jelley. Cerenkov radiation and its applications. Pergamon Press, 1958.

[120] J.B. Birks. The theory and practice of scintillation counting. Pergamon Press, 1964.

[121] C. Girard-Carillo. Thèse de Doctorat, Université Paris-Sud, 2020.

[122] W. Quinn. PhD Thesis, UCL London (thèse en cours), 2021.

[123] H. Tedjditi. Étude du bruit de fond induit par la présence de radon dans le module démonstrateur de l'expérience supernemo. Thèse de Doctorat, Université Aix-Marseille, 2020.

[124] Gary J. Feldman and Robert D. Cousins. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. Phys. Rev. D, 57 :3873 - 3889, 1998.

[125] J. W. Beeman et al. Double-beta decay investigation with highly pure enriched ^{82}se for the lucifer experiment. Eur. Phys. J. C 75 :591, 2015.

[126] A. Cabrera et al. Neutrino physics with an opaque detector. arXiv :1908.02859, 2019.

[127] Y. Ben Taarit C. Naccache J. L. G. de Almeida, M. Dufaux. Linear alkylbenzene. JAOCS 71 : 675-694, 1994.

[128] M. Agostini et al. (GERDA collaboration). Upgrade for phase ii of the gerda experiment. Eur. Phys. J. C 78 :388, 2018.

[129] M. Grassi et al. Neutrino-antineutrino identification in a liquid scintillator detector : Towards a novel decay-at-rest-based neutrino cpv framework. Nucl.Instrum.Meth.A 936 561-562, 2019.

[130] H. Nunokawa et al. Cp violation and neutrino oscillations. Prog.Part.Nucl.Phys. 60 338-402, 2008.

[131] C. W. Peck E. D. Bloom. Physics with the crystal ball detector. Annual Review of Nuclear and Particle Science 33 :1, 143-198, 1983.