



HAL
open science

Recherche de la nature du neutrino avec le détecteur SuperNEMO : simulations optiques pour l'optimisation du calorimètre et performances attendues pour le ^{82}Se

Arnaud Huber

► **To cite this version:**

Arnaud 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 . Astrophysique [astro-ph]. Université de Bordeaux, 2017. Français. NNT : 2017BORD0682 . tel-01628463

HAL Id: tel-01628463

<https://theses.hal.science/tel-01628463v1>

Submitted on 3 Nov 2017

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

Arnaud HUBER

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

spécialité

ASTROPHYSIQUE, PLASMA ET NUCLÉAIRE

**Recherche de la nature du neutrino avec le
détecteur SuperNEMO :
Simulations optiques pour l'optimisation du
calorimètre et performances attendues pour le ^{82}Se**

Soutenue le **29 septembre 2017** devant la commission d'examen formée de :

M. F. GOBET	Professeur, Université Bordeaux	Président du jury
M. K. LANG	Professeur, University of Texas	Examineur
M. T. LASSERRE	Ingénieur de Recherche, CEA/IRFU	Rapporteur
Mme. C. MARQUET	Chargée de Recherche, CNRS	Co-encadrante de thèse
M. J. MARTINO	Directeur de Recherche, CNRS	Rapporteur
M. F. PIQUEMAL	Directeur de Recherche, CNRS	Directeur de thèse

Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier les membres du jury.

Merci aux rapporteurs pour l'examen minutieux qu'ils ont pu faire du travail de thèse. Je les remercie surtout pour leur bienveillance à l'égard de mon travail ainsi pour les divers encouragements concernant mon avenir.

Merci à Franck Gobet d'avoir accepté d'être le président de mon jury et j'y tenais tout particulièrement car finalement la première personne à m'avoir permis de mettre un pied dans cette physique et à m'avoir fait confiance c'est lui donc merci à lui pour m'avoir supporté dans cette recherche de stage et pour m'avoir permis de boucler la boucle de mes études universitaires à Bordeaux.

Merci à Karol d'avoir accepté de participer à mon jury en français et d'avoir fait le voyage jusqu'à Bordeaux. Merci pour ton implication dans mon travail au cours de ces trois années, notamment de par les nombreuses questions et discussions que nous avons pu avoir lors des différentes réunions de collaboration.

Un énorme merci à Fabrice d'avoir accepté de diriger cette thèse et d'avoir été si présent dans l'ensemble des moments clés, notamment lorsque la soutenance approchait. Ton soutien sans faille ainsi que les nombreuses discussions autour ou en dehors de la physique ont été très appréciable tout au long de ces trois ans. Ce sera d'ailleurs un plaisir que de pouvoir continuer une collaboration avec toi. Et n'oublie jamais que j'ai dit "Allez Bordeaux".

Enfin, un merci ne serait je pense pas suffisant pour Christine, dit le chef, qui m'a supporté pendant ces trois ans, notamment sur la fin où mon caractère n'a pas toujours été facile à apprivoiser. Merci à toi donc d'avoir supporter tout cela. C'est potentiellement pas de la merde vu que j'ai eu le titre de docteur mais il faudra toujours le vérifier par la suite, on ne sait jamais. Ton HDR n'est qu'un bout de papier à obtenir vu ce que j'ai pu observer pendant ces trois ans. Bon courage d'ailleurs à la nouvelle spokesperson de SuperNEMO.

Je remercie ensuite le directeur Philippe Moretto ainsi que l'ensemble des services du CENBG qui m'ont permis de mener à bien l'ensemble des projets de mon travail de thèse. Merci d'ailleurs au conseil de laboratoire de m'avoir accepté en son sein en tant que représentant des doctorants et à partir duquel j'ai pu connaître et apprendre les rouages d'un laboratoire de recherche.

Merci d'ailleurs à l'ensemble des doctorants du laboratoire qui ont pu m'accompagner au cours de ces trois années et qui m'ont fait confiance en tant que représentant. J'espère avoir fait le maximum pour vous, tant que ce soit au niveau de la représentation des doctorants au sein du laboratoire que par l'animation de la vie des doctorants au sein de ce dernier. Je tiens d'ailleurs à souhaiter bonne chance à Eva qui prend la relève.

Je désire en plus adresser un remerciement à l'ensemble du groupe Neutrino du CENBG :

Manu pour avoir apporté son expérience de Double-Chooz qui nous a justement permis de mettre au point l'ensemble des facteurs de correction de cette thèse. Merci pour l'ensemble des longues discussions de la thèse et pour ton analyse toujours aussi aiguisée sur l'ensemble des points du manuscrit. Merci à toi et à ton manuscrit de thèse qui a été LA référence de mon travail bibliographique du

début de ma thèse.

Fred ou monsieur Perrot pour les intimes (car oui avec lui tout fonctionne à l'envers) qui par sa joie de vivre sans précédent vous procure une sensation de bien-être non négligeable. Merci pour ton soutien, pour m'avoir fait confiance en Master 2 et pour l'ensemble de tes imitations. Je te promets de te rechercher un nouveau "Roya directa" rien que pour toi.

Phillipe et Michel pour votre aide concernant les analyses de basses radioactivités et la bonne humeur de Michel notamment pour l'ensemble de ces vidéos que j'ai pu voir au cours de ma thèse.

Cédric qui je crois est une des personnes les plus impressionnantes que j'ai pu croiser au cours de ma thèse et de ma vie. Une vraie pile électrique qui a des connaissances hyper vastes mais qui n'en perd pas son côté humain avec notamment une note toute particulière aux 5 minutes précédant la soutenance où il m'a permis de ne pas sombrer. Merci à toi pour l'ensemble de tes analyses et c'est un réel plaisir pour moi que de pouvoir continuer à travailler avec toi par la suite.

Merci aussi à l'ensemble des membres du laboratoire avec lequel j'ai pu partager un temps non négligeable au cours de ces trois ans. Un merci tout particulier à Medhi pour m'avoir encadré lors de mon premier stage de M1 au CENBG et pour avoir été présent au cours des années qui ont suivies. Merci à tous les autres, Stéphane, Bertram, Mathias, Jérôme G, Jérôme B, Pauline, Bertrand, Theresa, Ludovic ainsi que tous les autres que je dois oublier ici.

Merci aussi à la collaboration SuperNEMO de m'avoir accueilli en son sein et d'avoir toujours été bienveillante lors de la présentation de mes travaux au cours des différentes réunions de la collaboration au cours de ces trois années. Un merci tout particulier à Karol, Ruben, Serge, Laurent, François, Yves et Xavier pour leur aide, leur soutien et leurs analyses. Merci aux doctorants de la collaboration avec qui j'ai pu boire de nombreux verres (Steven, Thibaud, Guillaume, Benjamin, Guillaume, Anastasia, Xin, Summer, Lauren, Ashwin, ...).

D'ailleurs, je tiens à remercier plus particulièrement monsieur Benjamin Soulé pour m'avoir pris sous son aile au début de ma thèse, pour m'avoir appris les bases du code et pour avoir pris le temps de bien tout m'expliquer. J'espère que j'ai été à la hauteur de tes enseignements.

Merci à Mehdi et Thomas qui sont les deux thésards qui m'ont accompagné pendant ces trois années. A l'heure où j'écris ces mots, vous n'êtes pas encore docteur mais ça ne fait aucun doute que vous ferez du bon boulot par la suite et j'espère qu'on pourra continuer à se tenir au courant. Concernant Xavier, il te reste une année où il ne sera pas question de se "branler le cul" mais je suis sûr que tu assureras et je serai là pour te soutenir.

Un énorme merci tout particulier à deux thésards, Cécile (dit Cicile) et Antoine (dit De Roub) pour m'avoir permis d'aller travailler tout en ayant l'impression d'être avec des amis. Merci à vous pour tout et sachez que je ne vous oublierai jamais et que je compte bien vous garder dans ma vie.

Dans la même idée, merci à Jean et Nicolas qui sont clairement deux amis que j'ai pu me faire pendant la thèse. Merci à Jean pour l'ensemble des discussions qu'on a pu avoir, merci d'avoir produit SuperNEMO et de m'avoir permis d'avoir du boulot finalement et au plaisir de pouvoir continuer à bosser avec toi. Concernant Nico, et bien le mec qui sort de l'IUT, qui se trouve un contrat en sortant et qui au détour d'un concours devient fonctionnaire à l'INRA. Ca c'est ce que j'appelle le talent. Merci à toi d'ailleurs de m'avoir contaminé avec tes comics et ton basket, ce qui a changé ma vie je me dois de l'avouer.

Merci à mon ami d'enfance Cyril pour l'ensemble des bons moments passés depuis toutes ces années. Tu es le plus ancien de mes amis et tu le resteras car tu es le bro tout simplement. Tu travailles en plus dans la même industrie que moi donc je viendrai te vendre l'ensemble de mes détecteurs.

Merci aussi au Docteur Karst pour m'avoir supporté tout au long de ces trois années. Je ne t'en veux pas de toutes les chansons que tu m'as mise en tête durant ces trois ans et j'espère que tu ne

REMERCIEMENTS

m'en voudras pas d'avoir tant chanté. Il y a tant de sujets de discussions que cela serait trop long ici mais ce sont tellement de bons moments passés avec toi. Merci pour tout ça et particulièrement pour ta confiance car tu vas devenir un peu mon chef et pour moi c'est un honneur. On en avait parlé lors de ma première année de thèse et ça sera finalement chose faite.

Pour terminer, je voudrai remercier l'ensemble des membres de ma famille qui ont pu ou non venir assister à la soutenance. Merci d'être là, toujours présent. J'ai une chance énorme de pouvoir être dans une famille comme cela. Merci tout particulier à Rijeanne, Yacky, Carmen, JC, Vigie, Ju, mon parrain, Lau, ma marraine, Mémé, François, Céline, Vic, Christine et Claude pour avoir supporté l'ensemble de ma présentation.

Merci aussi à mon grand-père qui n'a pas pu assister à tout cela, à cette évolution. J'aurai tellement adoré que tu puisses voir ce que je suis devenu car dans les moments importants de ma vie, j'aurai toujours une pensée pour toi.

On en arrive alors au noyau dur de la famille avec ma sœur qui a su placer la barre tellement haut qu'elle n'a été qu'une source d'inspiration pour moi. Merci à toi pour m'avoir montré la voie et guidé vers ce que je suis devenu aujourd'hui. L'ensemble des petits frères devraient avoir une grande sœur comme toi. Un merci d'ailleurs tout particulier pour avoir vécu cette dernière semaine avec moi. J'en profite d'ailleurs pour adresser des bisous à mes petits filleuls Marin et Paul qui seront à coups sur d'excellents physiciens.

Un merci infini à mes parents sans qui tout cela n'aurait finalement pas été possible. Merci à vous d'avoir cru en moi et de m'avoir donné les moyens d'être ce que je suis devenu. Vous êtes des parents extraordinaires!!!!

Enfin, merci à la femme que j'aime et qui partage ma vie depuis maintenant 7 ans et qui a du supporter intégralement l'ensemble des hauts et des bas relatifs aux études supérieures. Notre parcours n'est pas le plus banal il faut le dire mais on le fait ensemble, main dans la main et ce n'est que pour mieux se retrouver et pouvoir construire quelque chose de durable. Après toutes ces années, on commence à voir le bout et je peux juste te dire que j'attends ça avec impatience car l'avenir nous appartient. Merci à toi Chloé et sache que sans toi, je n'y serai pas arrivé non plus.

Table des matières

Table des matières	v
Introduction	1
1 Physique du neutrino	5
1.1 Historique	6
1.2 Cadre théorique de la physique du neutrino : Le Modèle Standard	7
1.2.1 Le Modèle Standard de la physique des particules	8
1.2.2 Le neutrino dans le Modèle Standard	11
1.2.3 Les besoins d'un nouveau Modèle Standard (ν MS)	12
1.3 Etat de l'art de la physique du neutrino	13
1.3.1 Origine de la masse des neutrinos	14
1.3.2 Oscillation des neutrinos	17
1.3.3 Etats des lieux des expériences d'oscillations et des mesures de paramètres de mélange	22
1.3.4 Techniques de mesures de masse	31
1.3.4.1 Mesures directes	32
1.3.4.2 Mesures indirectes	34
1.4 Décroissance double bêta	35
1.4.1 Décroissance double bêta avec émission de neutrinos	36
1.4.2 Décroissance double bêta sans émission de neutrinos	38
1.4.3 Facteur d'espace de phase	41
1.4.4 Eléments de matrice nucléaires	41
1.4.5 Mesure de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos	42
1.4.6 Etats des lieux et projets d'expériences de mesures de la décroissance double bêta	44
2 Description du démonstrateur SuperNEMO	52
2.1 Démonstrateur SuperNEMO	52
2.2 Feuilles sources double bêta	54
2.2.1 Choix des isotopes	54
2.2.2 Enrichissement des sources	55
2.2.3 Purification des sources	56
2.2.4 Production des feuilles sources	56
2.3 Trajectographe	57
2.3.1 Géométrie des cellules	58
2.3.2 Fonctionnement	58
2.3.3 Composition du gaz	59

2.4	Calorimètre	60
2.4.1	Méthodes d'étalonnages du calorimètre	61
2.4.1.1	Etalonnage en énergie	62
2.4.1.2	Etalonnage en temps	64
2.5	Stratégie du système de déclenchement de SuperNEMO	65
2.6	Bruit de fond	66
2.6.1	Bruit de fond de l'expérience SuperNEMO	66
2.6.1.1	Bruit de fond environnant	66
2.6.1.2	Bruit de fond externe	67
2.6.1.3	Bruit de fond interne	68
2.6.2	Mesure de radiopureté	69
2.6.2.1	Spectrométrie gamma bas bruit de fond	69
2.6.2.2	Détecteur BiPo	70
2.6.2.3	Chambre d'émanation du radon	72
3	Production, Intégration et Mise en fonctionnement du calorimètre de SuperNEMO	73
3.1	Module optique de SuperNEMO	74
3.1.1	Scintillateur	74
3.1.1.1	Physique de la scintillation	75
3.1.1.2	Composition des scintillateurs de SuperNEMO	77
3.1.1.3	Interaction des électrons dans les scintillateurs de SuperNEMO	79
3.1.1.4	Interaction des rayonnements gammas dans les scintillateurs de SuperNEMO	80
3.1.2	Photomultiplicateurs	81
3.1.2.1	Fonctionnement d'un photomultiplicateur	82
3.1.2.2	Caractéristiques des photomultiplicateurs de SuperNEMO	82
3.1.2.3	Caractéristiques et imperfections des signaux	91
3.1.3	Assemblage du module optique	97
3.1.3.1	Couplage optique du scintillateur et du photomultiplicateur	97
3.1.3.2	Habillage du scintillateur	99
3.1.3.3	Intégration des modules optiques dans le blindage magnétique	99
3.1.4	Radiopureté	101
3.2	Tests des modules optiques en sortie de production	103
3.2.1	Spectromètre à électrons du CENBG	103
3.2.2	Performances des modules optiques du calorimètre	108
3.2.2.1	Linéarité	108
3.2.2.2	Résolution en énergie	108
3.2.2.3	Uniformité spatiale	109
3.2.2.4	Etude du taux de comptage d'un module optique au LSM	111
4	Développement d'une simulation optique pour le calorimètre de SuperNEMO	114
4.1	GEANT4	115
4.1.1	Présentation	115
4.1.2	Définition du photon optique et de ses propriétés	117
4.2	Simulation du scintillateur	118
4.2.1	Emission/absorption du scintillateur	118
4.2.2	Rendement de scintillation	119

4.3	Simulation des interfaces optiques	119
4.3.1	Indice optique des matériaux	119
4.3.2	Etat de surface des matériaux	120
4.4	Simulation du photomultiplicateur	123
4.4.1	Efficacité quantique	123
4.4.2	Efficacité de collection	124
4.5	Validation des modèles optiques	126
4.5.1	Principe	126
4.5.2	Modules optiques utilisés pour la validation	127
4.5.3	Résultats des tests et simulations	129
4.5.3.1	Scintillateur NEMO3 & PM 5" : N3EC-5", N3XW-5" et N3L4-5"	129
4.5.3.2	Scintillateur SuperNEMO & PM 5"	130
4.5.3.3	Scintillateur SuperNEMO & PM 8"	131
4.5.3.4	Scintillateur NEMO3 & PM 8"	132
4.5.4	Limitations des modèles	133
5	Modélisation de la réponse en énergie et en temps des modules optiques du calorimètre de SuperNEMO	134
5.1	Modélisation de la réponse en énergie des modules optiques	135
5.1.1	Facteur de correction géométrique	135
5.1.1.1	Principe	135
5.1.1.2	Détermination du facteur de correction géométrique C_{Geom}	136
5.1.1.3	Validation de la correction géométrique C_{Geom} par des mesures expérimentales	138
5.1.2	Facteur de correction Cerenkov	142
5.1.2.1	Physique de l'émission de rayonnements Cerenkov	142
5.1.2.2	Vérification de la simulation du processus Cerenkov dans GEANT4	143
5.1.2.3	Détermination de la correction Cerenkov $C_{Cerenkov}$	146
5.1.3	Facteur de correction de Birks	148
5.1.3.1	Phénomènes de "quenching" de Birks	148
5.1.3.2	Vérification de la simulation du processus de Birks dans GEANT4	150
5.1.3.3	Détermination de la correction de Birks C_{Birks}	153
5.1.4	Facteur de correction Géométrique-Birks-Cerenkov	154
5.1.4.1	Facteur de correction Birks-Cerenkov appliqué aux électrons	154
5.1.4.2	Facteur de correction Birks-Cerenkov appliqué aux rayonnements gamma	155
5.1.4.3	Facteur de correction Géométrique-Birks-Cerenkov	157
5.1.5	Validation de la correction Géométrique-Birks-Cerenkov C_{GBC} avec les données des modules optiques de SuperNEMO	159
5.1.5.1	Validation avec une source de ^{207}Bi	159
5.1.5.2	Validation avec le taux de comptage simple au LSM	166
5.2	Modélisation de la réponse en temps des modules optiques	170
5.2.1	Composantes temporelles du signal liées au scintillateur et au photomultiplicateur	171
5.2.1.1	Dispersion temporelles liées au scintillateur	171
5.2.1.2	Dispersion temporelle liée au photomultiplicateur	172
5.2.1.3	Dispersion temporelle du module optique	174
5.2.2	Composante temporelle du signal liée au pont diviseur de tension	174

TABLE DES MATIÈRES

5.2.2.1	Transformation de Fourier	175
5.2.2.2	Obtention d'un signal électrique simulé pour des électrons de 1 MeV	176
5.2.2.3	Influence des paramètres d'entrée sur le signal de sortie	179
5.2.3	Validation de la modélisation temporelle des signaux	183
5.2.3.1	Comparaison de la forme des signaux	183
5.2.3.2	Influence du lieu d'interaction sur l'allure du signal électrique	184
5.2.3.3	Résolution temporelle	185
6	Etude de sensibilité de l'expérience SuperNEMO	187
6.1	Logiciel de simulation de la collaboration SuperNEMO	187
6.1.1	Environnement logiciel	187
6.1.2	Simulation d'évènements avec Falaise	188
6.1.3	Reconstruction d'évènements avec Falaise	190
6.1.3.1	Modules de reconstruction standards	190
6.1.3.2	Nouveau module d'étalonnage de la réponse du calorimètre	192
6.2	Etude de la sensibilité du démonstrateur sur la demi-vie $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se	192
6.2.1	Détermination des efficacités de sélection des évènements $\beta\beta 0\nu$ et de bruit de fond	194
6.2.1.1	Sélections topologiques de 1 ^{er} niveau	194
6.2.1.2	Sélections en énergie - recherche de la région d'intérêt	195
6.2.1.3	Sélections adaptées à la réduction du bruit de fond radon	196
6.2.1.4	Sensibilité du démonstrateur en fonction du taux de radon	202
6.2.2	Impact des corrections en énergie	205
6.2.2.1	Méthode d'étalonnage des données de simulation	205
6.2.2.2	Sélection des évènements corrigés en énergie	208
6.2.2.3	Comparaison des sensibilités avec et sans correction en énergie C_{GBC}	210
6.2.2.4	Corrections en énergie et expérience NEMO3	212
	Conclusion	216
	Bibliographie	217

Introduction

Le neutrino est aujourd'hui l'une des particules les plus mystérieuses et les plus passionnantes de la physique moderne. Couvrant un large domaine, allant de la physique nucléaire à l'astrophysique et à la cosmologie, les études portant sur le neutrino se sont vues auréolées de quatre prix Nobel sur les 30 dernières années avec le dernier en date attribué à T. Kajita et A. B. McDonald pour la découverte des oscillations de neutrinos, propriété prouvant que les neutrinos sont massiques.

L'existence de cette particule fût postulée en 1930 par W. Pauli afin de ne pas remettre en cause le principe de conservation de l'énergie. Suite à l'obtention de spectres en énergie continus des électrons émis lors des décroissances radioactives β , Pauli suggéra que ce type de rayonnement était accompagné d'une autre particule, sans charge et de masse suffisamment faible pour justifier sa non observation dans les détecteurs, le neutrino. Il a fallu attendre l'année 1956 pour que l'hypothèse de W. Pauli soit vérifiée avec la première détection des neutrinos avec le détecteur Poltergeist situé à proximité d'un réacteur nucléaire par C. Cowan et F. Reines.

Le Modèle Standard de la physique des particules, théorisé à partir de découvertes scientifiques puis validé par de nombreuses expériences au cours de la seconde moitié du XX^{ème} siècle, décrit le neutrino comme une particule neutre n'interagissant que par le biais de la force faible et existant sous la forme de trois états de saveur (électronique, muonique et tauïque). Néanmoins, la représentation du neutrino par le Modèle Standard reste incomplète car elle ne fournit aucune information sur la nature du neutrino, à savoir s'il est de Dirac (particule \neq antiparticule) ou de Majorana (particule = antiparticule). De plus, afin de rendre compte de la violation de symétrie de parité (absence d'observation de l'interaction des neutrinos d'hélicité droite et antineutrinos d'hélicité gauche), la masse du neutrino est supposée nulle dans le Modèle Standard. Or, la découverte récente des oscillations de neutrinos, prédite par Pontecorvo en 1957 et qui nécessite des écarts de masse non nuls entre les neutrinos de saveurs différentes, a été réalisée par les expériences SuperKamiokande (Kamioka Neutrino Detection Experiment) au Japon et SNO (Sudbury Neutrino Observatory) au Canada, ce qui en remet en cause la définition du neutrino par le Modèle Standard.

La définition complète du neutrino nécessite donc d'étendre le Modèle Standard actuel. La bonne compréhension des propriétés du neutrino (masse, nature) est primordiale dans la tentative d'explication d'un Univers asymétrique par le biais de processus non autorisés dans le Modèle Standard. En effet, le neutrino est la particule de matière la plus abondante de l'Univers avec une densité de 300 neutrinos par cm^3 toutes saveurs confondues et la plupart de ces neutrinos ont été émis lors des premiers instants de l'Univers. Une grande variété d'expériences étudiant la décroissance double bêta, les oscillations de neutrinos solaires, atmosphériques, issus de réacteurs nucléaires, d'accélérateurs ou encore l'observation de paramètres cosmologiques sont aujourd'hui menées dans le monde pour mieux comprendre ces particules. Les expériences basées sur l'observation de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$) sont actuellement la voie privilégiée pour sonder la nature du neutrino. En effet, cette décroissance n'est observable que si le neutrino est une particule de Majorana. Ce processus extrêmement rare, avec des périodes supérieures à 10^{26} ans, est interdit

par le Modèle Standard car violant la conservation du nombre leptonique.

L'objectif de la collaboration internationale NEMO (Neutrino Ettore Majorana Observatory) est d'observer la décroissance double bêta sans émission de neutrinos. Pour cela, elle a développé depuis le début des années 90 le prototype NEMO2 puis le détecteur NEMO3 et enfin SuperNEMO qui est en cours d'installation au Laboratoire Souterrain de Modane. Le principe de ces expériences est de mesurer les décroissances d'isotopes émetteurs double bêta par l'association d'un trajectographe pouvant reconstruire la trace des particules et d'un calorimètre pouvant mesurer leur énergie et temps de vol.

Ce travail de thèse s'inscrit dans la phase de production, de caractérisation et d'installation du calorimètre du démonstrateur de SuperNEMO composés de 520 modules optiques consistant en l'association de scintillateurs plastiques couplés à des photomultiplicateurs. En parallèle à ces étapes de mise en fonction du détecteur, ce travail a consisté à étudier avec précision la réponse en énergie et en temps des modules optiques par le biais du développement d'une simulation optique basée sur le logiciel de simulation GEANT4. Le développement de cette simulation a permis la mise au point de facteurs correctifs de haute précision sur l'énergie afin de rendre les simulations Monte-Carlo du détecteur en accord avec les données réelles, notamment en ce qui concerne les rayonnements gamma.

Le premier chapitre de ce manuscrit propose une introduction théorique à la physique du neutrino à travers sa description dans le Modèle Standard avant d'aborder les limitations de celui-ci. Il présentera aussi le phénomène des oscillations de neutrino qui sera accompagné d'un état des lieux non exhaustif concernant les expériences recherchant ce phénomène. Enfin, ce chapitre abordera les différents mécanismes à l'origine de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos en y associant un état des lieux des expériences passées, en cours et futures concernant la recherche de cette décroissance.

Dans le deuxième chapitre, nous présenterons la technique expérimentale utilisée par la collaboration NEMO. Les différents éléments du démonstrateur de SuperNEMO seront décrits ainsi que les différents bruits de fond attendus et les techniques mises au point pour caractériser les contaminations radioactives de l'ensemble des éléments du détecteur.

Nous nous focaliserons ensuite, dans le chapitre 3, sur le calorimètre de SuperNEMO dont la production a été réalisée au CENBG. Pour cela, nous présenterons les différentes spécificités de ce calorimètre ainsi que les différents travaux effectués pendant la phase de Recherche et Développement. Les caractéristiques du scintillateur, du photomultiplicateur et des autres éléments composant le module optique seront détaillés au cours de ce chapitre. Enfin, la fin de ce troisième chapitre présentera la caractérisation des performances des modules optiques en sortie de production au CENBG par le biais d'un spectromètre à électrons dont le fonctionnement sera également décrit.

Le chapitre 4 présentera la mise au point d'une nouvelle simulation basée sur la reproduction des phénomènes optiques (scintillation et lumière Cerenkov, atténuation de Birks, propagation et collection des photons) au sein de modules optiques. Pour cela, ce chapitre présentera les différents éléments de la simulation utilisés afin d'obtenir des modèles optiques cohérents à même de pouvoir reproduire l'intégralité des résultats expérimentaux obtenus lors de tests menés pour cette étude.

Le cinquième chapitre présentera en détail les trois facteurs correctifs à appliquer dans les simulations sur l'énergie déposée par les particules dans le calorimètre qui ont été mis au point par le biais de la simulation optique. En effet, l'outil de simulation présenté au cours du chapitre 4 nous permettra d'obtenir des informations sur les photons produits dans le scintillateur et leur collection par le photomultiplicateur rendant compte du type et du lieu d'interaction de la particule. Une

partie sera ensuite consacrée à la validation de la prise en compte de ces nouveaux facteurs correctifs dans les simulations GEANT4. Enfin, la fin de ce chapitre présentera les récents développements effectués sur cette modélisation optique afin de reproduire la forme temporelle des signaux en sortie de photomultiplicateur.

Le chapitre 6 présentera le logiciel de simulation officiel de la collaboration SuperNEMO ainsi qu'une étude de sensibilité sur le temps de demi-vie de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se avec le démonstrateur SuperNEMO. Cette étude sera d'abord réalisée sans l'application des facteurs correctifs en énergie puis répétée avec ces corrections afin de mesurer leur impact sur la sensibilité du démonstrateur. Nous verrons aussi à la fin de ce chapitre que la prise en compte de ces facteurs correctifs pourrait permettre d'expliquer certains désaccords observés entre les données réelles et simulées du détecteur NEMO3.

Chapitre 1

Physique du neutrino

Sommaire

1.1 Historique	6
1.2 Cadre théorique de la physique du neutrino : Le Modèle Standard . .	7
1.2.1 Le Modèle Standard de la physique des particules	8
1.2.2 Le neutrino dans le Modèle Standard	11
1.2.3 Les besoins d'un nouveau Modèle Standard (ν MS)	12
1.3 Etat de l'art de la physique du neutrino	13
1.3.1 Origine de la masse des neutrinos	14
1.3.2 Oscillation des neutrinos	17
1.3.3 Etats des lieux des expériences d'oscillations et des mesures de paramètres de mélange	22
1.3.4 Techniques de mesures de masse	31
1.4 Décroissance double bêta	35
1.4.1 Décroissance double bêta avec émission de neutrinos	36
1.4.2 Décroissance double bêta sans émission de neutrinos	38
1.4.3 Facteur d'espace de phase	41
1.4.4 Eléments de matrice nucléaires	41
1.4.5 Mesure de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos	42
1.4.6 Etats des lieux et projets d'expériences de mesures de la décroissance double bêta	44

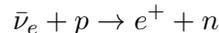
Dans ce chapitre seront abordées les bases de la physique du neutrino à travers sa description par le Modèle Standard dans un premier temps avant d'énoncer les différents besoins de faire évoluer ce modèle théorique. Nous nous pencherons donc sur les différents mécanismes de masse du neutrino pour nous attarder ensuite sur le phénomène d'oscillation entre les états de saveur. Cette partie sera accompagnée d'un état des lieux non exhaustif à propos des expériences d'oscillations. Dans le cadre des problèmes ouverts concernant la masse et la nature du neutrino, le phénomène de décroissance double bêta sera décrit et nous verrons comment son étude peut nous apporter des éléments de réponses, notamment au travers de la théorie de Majorana. Nous étudierons particulièrement les mécanismes intervenant lors de ce processus lorsqu'il a lieu sans émission de neutrinos. Enfin le chapitre sera conclu par un état des lieux des expériences cherchant à observer la décroissance double bêta sans émission de neutrinos pour différents isotopes.

1.1 Historique

C'est en 1896 qu'est découvert, par hasard, le phénomène de radioactivité par Henri Becquerel lors de recherches sur la fluorescence des sels d'uranium. C'est ensuite Marie Curie qui, une année plus tard, confirme le phénomène pour le radium et le nomme "la radioactivité". C'est dans ce contexte qu'Ernest Rutherford observe les premières radioactivités β en 1899 qui consistent en l'émission d'une particule lors de la désintégration d'un noyau instable en un noyau stable. Dès 1909-1910, James Chadwick observe pour la première fois le spectre continu en énergie de la désintégration β [1]. Les implications de cette découverte furent importantes car contrairement à ce qui avait été observé pour les rayonnements α ou γ , l'énergie de la particule β émise n'était pas constante et égale à la chaleur de réaction Q_β . Etant donné que cette particule était la seule accessible par la mesure, cela remettait en cause le principe de la conservation de l'énergie. Il a fallu attendre 1930 pour que Wolfgang Pauli propose une solution permettant de conserver l'énergie et la quantité de mouvement par le biais d'une seconde particule émise que Pauli baptisa en premier lieu "neutron" [2]. Afin d'expliquer la non-détection de cette nouvelle particule, Pauli lui attribue différentes propriétés : neutre, spin 1/2, très faible masse ou masse nulle avec une probabilité d'interaction extrêmement faible.

Quelques années plus tard, en 1934, Fermi formalise la théorie autour de la radioactivité β , qui est la place naturelle du neutrino dans la théorie, en posant les bases de l'interaction faible [3]. C'est à ce moment que, suite à la découverte du vrai neutron par Chadwick en 1932, Fermi rebaptisa cette particule sous le nom de neutrino pour "petit neutron". Dans le modèle de l'interaction faible, le lien entre neutrino et électron semble très important étant donné qu'une particule n'apparaît pas sans l'autre. La découverte, en 1936, d'un fermion chargé plus lourd que l'électron baptisé muon μ [4] va alors entraîner l'hypothèse d'une seconde famille de neutrino : le neutrino muonique ν_μ [5].

Vingt-six années après son postulat par Fermi, le neutrino est découvert expérimentalement par Clyde Cowan et Frederic Reines par le biais de la réaction dite β^+ inverse :



L'antineutrino est capturé par un proton donnant lieu à l'émission d'un positron et d'un neutron. Cette réaction est un processus à seuil avec une énergie du neutrino devant être supérieure à 1,806 MeV. Ce dernier va fournir un signal prompt par la détection de deux γ de 511 keV en coïncidence issus de son annihilation avec un électron tandis que le neutron va être ralenti en quelques dizaines de microsecondes. La mise en place d'un élément propre à la capture des neutrons dans l'expérience (le cadmium) entraîne la création d'un certain nombre de rayonnements gamma en coïncidence. La détection de l'ensemble de ces rayonnements gamma caractéristiques séparés en temps leur a permis de publier leurs résultats en 1956 à partir d'une comparaison entre leurs mesures réalisées avec et sans le réacteur en fonctionnement [6].

En 1959, suite à l'expérience infructueuse de S.Lokanathan et J.Steinberger sur la recherche d'un canal de désintégration du muon ($\mu \rightarrow e + \gamma$) [7], S.Oneda et J.C. Pati notent qu'une explication possible est que les neutrinos associés aux muons sont différents des neutrinos associés aux électrons [8]. C'est la naissance théorique des différentes saveurs du neutrino. Toujours en 1959, Melvin Schwartz propose que les faisceaux de neutrinos à hautes énergies puissent être utilisés afin d'étudier les interactions faibles [9]. D'ailleurs, trois années plus tard, le neutrino muonique est découvert à l'aide d'un accélérateur synchrotron par une équipe de physiciens de Brookhaven [10]. Cette découverte fut d'ailleurs couronnée d'un prix Nobel en 1988 pour la mise en évidence d'une seconde saveur de neutrino. Il a fallu attendre 1975 pour mettre en évidence la troisième famille de leptons avec la découverte du lepton tau τ par le collisionneur SPEAR [11]. Il aura fallu attendre l'année 2000 pour

que le neutrino tauique ν_τ soit découvert par l'expérience DONUT (Direct Observation of the NU Tau) [12].

Nous savons dorénavant grâce à la mesure précise de la largeur du pic de désintégration du boson Z^0 réalisé par l'ancien collisionneur LEP du CERN qui indique que le nombre de familles de neutrinos légers est égale à $2,989 \pm 0,012$ (figure 1.1) [13].

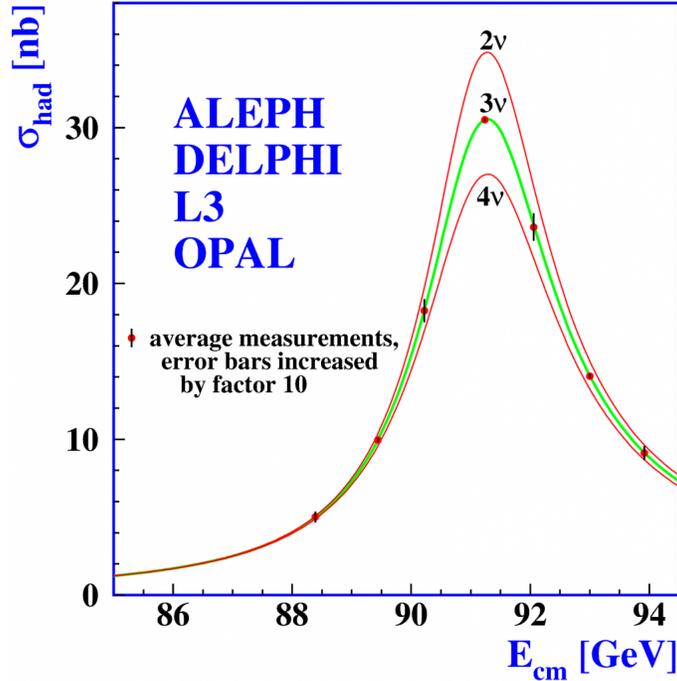


FIGURE 1.1: Comparaison de la largeur du Z^0 mesurée et des prédictions théoriques pour 2, 3 et 4 familles de neutrinos légers.

Cependant, une des plus grandes révolutions dans le domaine de la physique des neutrinos est certainement la mise en évidence du phénomène d'oscillation entre les différents états de saveur du neutrino à l'observatoire Super Kamiokande en 1998 [14] et confirmée plus tard par l'expérience SNO. Ces deux expériences ont d'ailleurs partagé le prix Nobel de physique 2015 décerné à Takaaki Kajita et Arthur B. McDonald. Cette découverte est une vraie révolution car contrairement à ce qui avait été construit par le Modèle Standard, qui sera décrit plus en détails dans la prochaine partie, le neutrino est bel et bien une particule massive. Cette découverte est d'ailleurs la première à nécessiter de trouver une physique au-delà du Modèle Standard.

1.2 Cadre théorique de la physique du neutrino : Le Modèle Standard

De nombreuses théories et découvertes réalisées par des milliers de physiciens au cours du dernier siècle ont permis d'approfondir de façon remarquable notre connaissance de la structure fondamentale de la matière. Le Modèle Standard est le modèle théorique qui regroupe toutes ces informations. Il est finalisé dans les années 1970 et permet la description de l'ensemble des particules élémentaires ainsi que de leurs interactions. Seule l'interaction gravitationnelle reste non décrite aujourd'hui par le Modèle Standard. Sa richesse est de pouvoir rendre compte des observations de l'époque mais surtout

d'avoir eu une grande capacité de prédiction sur l'existence de particules élémentaires, les dernières en date étant la découverte du neutrino tau en 2000 ou bien plus récemment de la découverte du boson de Higgs en 2012 [15].

Dans ce modèle, le neutrino est décrit comme une particule élémentaire, neutre, de masse nulle et de spin 1/2 interagissant seulement par interaction faible. Cette spécificité entraîne une faible probabilité d'interaction des neutrinos d'où l'extrême difficulté de les détecter. Nous reviendrons plus tard sur les différentes propriétés du neutrino.

1.2.1 Le Modèle Standard de la physique des particules

Le Modèle Standard est une théorie quantique des champs où les particules ainsi que les interactions fondamentales sont décrites par des champs quantiques fonctions de l'espace et du temps. La construction du modèle autour de différentes symétries se traduit physiquement par la conservation d'un certain nombre d'observables (énergie, quantité de mouvement, isospin, ...).

Dans le Modèle Standard, il existe dix-sept particules élémentaires : les fermions, au nombre de douze ainsi que leur antiparticule associée, qui sont les composants élémentaires de la matière et les bosons, au nombre de cinq, qui sont les médiateurs des différentes interactions. Chacune de ces particules peut être décrite par un spin, une charge, une couleur et une masse.

Les fermions

Les fermions sont des particules de spin 1/2 obéissant à la statistique de Fermi-Dirac et au principe d'exclusion de Pauli. Cette règle fondamentale en physique des particules implique que deux fermions ne peuvent pas se trouver dans le même état quantique. Ce principe, à l'origine de la configuration électronique des atomes, est responsable de la stabilité de la matière. Ils peuvent être classés en trois générations hiérarchisées par la masse des particules qui les composent. La première génération contient les éléments stables de la matière tandis que les deux autres regroupent des particules plus massives et donc plus instables qui se désintègrent vers les éléments stables de la première génération. Ces douze particules ont chacune leur antiparticule associée, de même masse et spin mais avec certains nombres quantiques de valeurs opposées (charge, saveur, nombre leptonique, nombre baryonique). Les fermions représentant la matière ordinaire peuvent se regrouper en deux familles distinctes : les leptons et les quarks (voir tableau 1.1).

Famille	Lepton	Masse	Charge	Couleur	Quark	Masse	Charge	Couleur
1ère	électron (e)	511 keV	$-1e$	aucune	up (u)	$2,3_{-0,5}^{+0,7}$ MeV	$+\frac{2e}{3}$	r, v, b
	neutrino- e (ν_e)	< 2 eV	0	aucune	down (d)	$4,8_{-0,3}^{+0,7}$ MeV	$-\frac{1e}{3}$	r, v, b
2ème	muon (μ)	106 MeV	$-1e$	aucune	charm (c)	$1,275 \pm 0,025$ GeV	$+\frac{2e}{3}$	r, v, b
	neutrino- μ (ν_μ)	< 190 keV	0	aucune	strange (s)	95 ± 5 MeV	$-\frac{1e}{3}$	r, v, b
3ème	tau (τ)	1,78 GeV	$-1e$	aucune	top (t)	$173,21 \pm 0,51 \pm 0,71$ GeV	$+\frac{2e}{3}$	r, v, b
	neutrino- τ (ν_τ)	$< 18,2$ MeV	0	aucune	bottom (b)	$4,18 \pm 0,03$ GeV	$-\frac{1e}{3}$	r, v, b

TABLE 1.1: Générations, masses et charges électriques (en unité de charge élémentaire e) des fermions (matière) du Modèle Standard [16].

Les quarks, au nombre de six, sont sensibles à toutes les interactions (et principalement à l'interaction forte) et ne semblent pas posséder de structure interne à ce jour. Ils possèdent une charge de couleur (rouge, vert bleu) les rendant sensibles à l'interaction forte par le biais de l'échange de

gluons. Ils ne peuvent exister à l'état libre et doivent donc s'associer par paires (mésons) ou par trios (baryons). Ensemble, ils forment la famille des hadrons.

Les leptons sont au nombre de six dont trois sont chargés négativement (l'électron e^- , le muon μ^- et le tau τ^-) et les trois autres ne sont pas chargés. Il s'agit des neutrinos associés à chacune des particules chargées formant les trois saveurs de neutrinos connues à ce jour (le neutrino électronique ν_e , le neutrino muonique ν_μ et le neutrino tauique ν_τ). Les antileptons correspondent alors aux antiparticules de celles évoquées à l'instant.

Un fermion libre et de masse au repos m est décrit par une fonction d'onde Ψ appelée le spinneur de Dirac. Cette fonction d'onde possède quatre composantes, correspondant à un état de particule/antiparticule ainsi qu'à une chiralité (droite/gauche) donnée. Dans le cadre du Modèle Standard, cette particule de spin $1/2$ et de masse m est régie par l'équation de Dirac qui est une généralisation relativiste de l'équation de Schrodinger :

$$(i\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} - m)\psi = 0 \quad (1.2.1)$$

avec γ^μ les quatre matrices 4x4 de Dirac :

$$\begin{aligned} \gamma^0 &= \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix} \\ \text{avec } \sigma_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.2.2)$$

Par la suite, nous reviendrons en détails sur l'équation 1.2.1 qui nous permettra de définir la chiralité ainsi que les termes de masse du neutrino.

Les interactions fondamentales

L'ensemble des fermions interagissent entre eux par l'échange de bosons qui sont des particules de spin entier. Contrairement aux fermions, ils obéissent à la statistique de Bose-Einstein et peuvent occuper un même état quantique. A chacune des interactions fondamentales, le Modèle Standard associe un boson médiateur. Ces quatre interactions permettent de rendre compte des phénomènes physiques observés (voir tableau 1.2) :

- **L'interaction forte** est une force attractive qui agit uniquement sur les quarks et permet la cohésion du noyau de atomes. Elle est rendue possible par l'échange de 8 gluons de charges de couleur différentes. Seuls les quarks possèdent une charge de couleur donc tous les autres fermions ne sont pas sensibles à l'interaction forte. La masse des gluons est nulle mais le fait qu'ils possèdent une charge de couleur implique qu'il y a des interactions entre quarks. La portée de l'interaction forte n'est donc pas infinie mais de l'ordre de 10^{-15}m .
- **L'interaction électromagnétique** est une force qui peut être répulsive ou attractive et qui s'applique aux particules chargées. Elle est à l'origine de tous les phénomènes électriques, magnétiques et lumineux et permet la cohésion des atomes, en liant les électrons et le noyau, ainsi que la formation des atomes en molécules. Son boson médiateur est le photon, de masse nulle, ce qui explique la portée infinie de cette interaction.
- **L'interaction faible** est la force qui s'applique à toutes les particules. Elle est responsable du changement de saveur des quarks et des leptons et est donc à l'origine, par exemple, de

la radioactivité β . L'interaction faible possède deux types de médiateurs. Les bosons W^\pm (80.4 GeV) sont les responsables de l'interaction faible par courants chargés tandis que le Z^0 (91.2 GeV) est responsable de l'interaction faible par courant neutre. La masse de ces bosons implique que l'interaction faible est de très courte portée, de l'ordre de 10^{-18} m.

- **L'interaction gravitationnelle** est une force attractive d'une intensité extrêmement faible en comparaison avec les trois autres interactions. Ces effets ne sont perceptibles que pour des objets massifs mais se font ressentir à une portée infinie. Cela induit que le potentiel boson vecteur de l'interaction gravitationnelle, le graviton, est de masse nulle. La gravitation, étant décrite par la relativité générale qui n'est pas une théorie quantique, n'est pas décrite par le Modèle Standard.

Interaction	boson vecteur	Masse	Portée
forte	8 gluons g	0	10^{-15} m
électromagnétique	photon γ	0	infinie
faible	W^\pm	$80,385 \pm 0,015$ GeV	10^{-18} m
	Z^0	$91,188 \pm 0,002$ GeV	
gravitation	graviton ?	0 ?	infinie ?

TABLE 1.2: Propriétés des quatre interactions fondamentales [16].

Le Modèle Standard apporte une représentation théorique quantique à trois des quatre interactions fondamentales. Parmi elles, en 1961, l'interaction faible et électromagnétique sont unifiées pour former l'interaction électrofaible.

La théorie électrofaible

L'interaction électromagnétique est décrite par le groupe de rotations du cercle $U(1)$ de l'électromagnétisme agissant sur l'hypercharge tandis que l'interaction faible est décrite à partir du groupe spécial unitaire $SU(2)$ d'isospin faible. Une des plus grandes réussites du Modèle Standard est d'avoir réussi à unifier ces deux théories malgré leurs intensités différentes aux énergies accessibles expérimentalement. La théorie électrofaible devient alors une théorie de jauge locale dans le groupe de symétrie de jauge $SU(2) \otimes U(1)$, c'est-à-dire invariante sous transformation d'isospin faible I^W et d'hypercharge faible $Y = 2(Q - I^W)$ avec Q la charge électrique. Cette description de l'interaction électrofaible a été réalisée par le modèle de Glashow-Salam-Weinberg [17][18][19].

Cependant, ce modèle présente un problème de taille : les bosons vecteurs de l'interaction faible ont une masse nulle, ce qui est contredit expérimentalement. Pour palier à ce problème, le mécanisme de Higgs introduit une brisure spontanée de la symétrie électrofaible induite par le champ de Higgs. L'idée consiste à ajouter un champ scalaire particulier, de sorte à avoir un état du vide non nul. Les bosons W^\pm et Z^0 de l'interaction faible ne se trouveraient alors pas dans leur état fondamental, ce qui entraînerait l'acquisition d'une masse par interaction avec le champ de Higgs. D'une manière générale, ce processus est à l'origine de la masse de tous les fermions et a été confirmé par la découverte du boson de Higgs au CERN en 2012, ce qui a valu le prix Nobel de physique 2013 à Peter Higgs, François Englert et Robert Brout pour la formulation de cette théorie [20][21].

1.2.2 Le neutrino dans le Modèle Standard

Violation de parité

L'idée d'une violation de parité de l'interaction faible a été proposée en 1956 par Lee et Yang [22]. Celle-ci est vérifiée l'année suivante par l'expérience de Wu [23], portant sur l'étude de la distribution angulaire des électrons de la décroissance β du ^{60}Co , et celle de Garwin et Lederman [24] sur la décroissance du muon et du pion. Cette violation de parité de l'interaction faible se traduit par le fait que seuls les neutrinos d'hélicité gauche (projection du spin dans la direction inverse du mouvement) et les antineutrinos d'hélicité droite (projection du spin dans le sens du mouvement) peuvent interagir, ce qui fut observé à la fin de l'année 1957 par Goldhaber [25].

Dans le cas des fermions, et plus particulièrement des neutrinos, il est possible d'obtenir les composantes de chiralité gauche ψ_L et droite ψ_R issues du spineur de Dirac ψ introduit dans la partie 1.2.1. Pour cela, on applique les projecteurs P_L et P_R sur le spineur ψ , assurant la violation de la parité :

$$\psi_L = P_L \psi = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi \quad (1.2.3)$$

$$\psi_R = P_R \psi = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\psi \quad (1.2.4)$$

avec $\psi = \psi_L + \psi_R$ et où $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ représente la cinquième matrice de Dirac : $\gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}$

Classiquement, la chiralité peut être présentée comme une propriété intrinsèque d'asymétrie d'un objet. Dans le cadre de la description d'une particule par un champ, il nous faut introduire la notion de champ chiral qui peut être définie par la superposition d'hélicités droite et gauche qui représentent la projection du spin sur le vecteur impulsion :

$$\psi_L = \psi_{-1/2} + \theta\left(\frac{m}{E}\right)\psi_{1/2} \quad \text{et} \quad \psi_R = \psi_{1/2} + \theta\left(\frac{m}{E}\right)\psi_{-1/2} \quad (1.2.5)$$

avec θ une fonction dépendante de la masse et de l'énergie de la particule et $\psi_{\pm 1/2}$ son hélicité.

On constate alors aisément, à partir de l'équation 1.2.5, que pour des particules de masse nulle (photons, gluons, neutrinos du Modèle Standard), la violation de parité est bien maximale et que la notion de chiralité est confondue avec la notion d'hélicité. En revanche, une particule massive, tout en gardant sa chiralité, peut être observée dans deux états d'hélicité différents par simple changement de référentiel.

Interactions des neutrinos

Le neutrino est un fermion de spin 1/2 et de charge nulle et n'est donc soumis qu'à l'interaction faible. Selon la théorie du Modèle Standard, les leptons peuvent interagir selon deux types de courants, vecteurs de l'interaction. Tandis que l'un est un courant chargé gauche couplant un neutrino et un lepton chargé de même saveur, l'autre est un courant neutre couplant deux neutrinos ou deux leptons chargés. Une des propriétés de l'interaction faible étant de violer la parité, le couplage vectoriel unique présent dans l'équation 1.2.1 a été transformé de la façon suivante :

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

Ce qui fait intervenir deux types de couplages de nature différente :

- L'interaction vectorielle en γ^μ qui conserve le spin de la particule
- L'interaction axiale en $\gamma^\mu \gamma^5$ qui change le spin de la particule

Cela a conduit à la notation (V-A) pour désigner l'interaction faible par courant gauche. En effet, on remarque que le projecteur P_L de l'équation 1.2.3 est contenu dans le couplage, ce qui implique que seules les particules de chiralité gauche et antiparticules de chiralité droite sont affectées par cette interaction. L'interaction faible par courant droit, qui se traduirait par un couplage de type (V+A) est absente des diverses expériences réalisées.

En résumé, l'absence d'observation de la désintégration $\pi^+ \rightarrow \mu_L^+ + \nu_R$ tandis que la désintégration $\pi^+ \rightarrow e_R^+ + \nu_L$ est possible implique clairement une violation de l'invariance par parité P. De même, le fait que la désintégration $\pi^+ \rightarrow \mu_R^+ + \nu_L$ soit observable mais que la désintégration $\pi^- \rightarrow \mu_R^- + \bar{\nu}_L$ ne le soit pas signifie que la symétrie C (par conjugaison de charge) n'est pas respectée. Cependant, on peut constater que l'interaction faible est invariante sous l'opération combinée de CP dans le secteur des leptons. Les désintégrations $\pi^+ \rightarrow \mu_R^+ + \nu_L$ et $\pi^- \rightarrow \mu_L^- + \bar{\nu}_R$ sont en effet observables toutes les deux. Du fait de ces différentes observations phénoménologiques, le Modèle Standard introduit la conservation du nombre leptonique, valant +1 pour un lepton et -1 pour un antilepton.

1.2.3 Les besoins d'un nouveau Modèle Standard (vMS)

La création du Modèle Standard dans la seconde moitié du XX^{ème} siècle aura marqué un tournant dans la compréhension des constituants élémentaires de la matière et de leurs interactions. Le fait d'avoir pu être prédictif sur certaines découvertes permet d'affirmer que ce modèle repose sur de solides fondements. Cependant, le Modèle standard fait face à certaines limitations :

- La gravitation n'est pas incluse dans le Modèle Standard. En effet, la gravitation est aujourd'hui très bien expliquée par la théorie de la relativité générale d'Einstein mais celle-ci est incompatible avec le Modèle Standard car elle ne peut être formalisée à l'aide d'une théorie de jauge.
- D'un point de vue expérimental, le Modèle Standard est incapable d'expliquer la composition énergétique de l'Univers. En effet, les dernières observations cosmologiques ont montré que seulement 5% de l'énergie totale de l'Univers pouvait s'expliquer par les particules du Modèle Standard. Les 95% restants peuvent se décomposer sous deux formes. Environ 27% proviennent de matière massive (c'est à dire ayant une interaction gravitationnelle) qui serait responsable de la vitesse de rotation observée des galaxies. Les particules qui permettraient de justifier cette matière n'ont pas été observées mais sont prédites par différentes théories. Enfin, les 68% restants sont encore, à ce jour, indéterminés et portent le nom d'énergie noire qui serait responsable de l'accélération de l'expansion de l'Univers.
- Les 5% de matière "ordinaire" de l'Univers semblent être largement composés de fermions tandis que les interactions du Modèle Standard sont valables de la même façon pour les particules et les antiparticules. L'observation de la violation de CP dans certaines expériences [26][27] n'est pas une explication suffisante de l'origine de l'asymétrie matière-antimatière lors de la baryogenèse [28].
- Les masses des particules élémentaires du Modèle Standard ne sont pas prédites mais uniquement accessibles expérimentalement. Elles font partie d'une liste de 19 paramètres libres déterminés par l'expérience. Aux neuf masses de fermions s'ajoutent les trois constantes de couplages des interactions (forte, faible, électromagnétique) ainsi que deux paramètres dans le potentiel de Higgs, trois angles de mélange et une phase de violation de CP dans la matrice de mélange des quarks CKM et enfin une phase de violation de CP par l'interaction forte.

Si on venait à considérer le neutrino comme une particule massive, il faudrait ajouter sept autres paramètres (trois termes de masse, trois angles de mélange et une phase de violation de CP). Aucune justification théorique ne permet de prédire la valeur de tous ces paramètres, ce qui constitue l'une des plus grandes faiblesses du Modèle Standard.

- De la même façon, le Modèle Standard est incapable d'expliquer pourquoi il y a trois familles de fermions et pourquoi la dispersion des masses des particules élémentaires est si grande (environ douze ordres de grandeur entre la masse des neutrinos et le quark top).

En résumé, le Modèle Standard apparaît comme un modèle effectif d'une théorie plus générale, dans une gamme d'énergie pouvant aller jusqu'au TeV. Mais tandis que celui-ci prévoit un neutrino sans charge, sans masse, ayant très peu d'interaction avec la matière environnante c'est à dire comme une particule anodine, il se pourrait cependant que le rôle du neutrino dans la compréhension de notre Univers soit plus important que ce qu'il n'y paraît. Sa très grande abondance dans l'Univers (330 v/cm^3), le fait que le neutrino soit massif comme montré récemment par les expériences d'oscillations ainsi que son rôle prépondérant dans des phénomènes à très grandes échelles telles que les explosions de supernovae en font un acteur incontournable de la physique du XXI^{ème} siècle.

1.3 Etat de l'art de la physique du neutrino

Depuis sa découverte en 1956, beaucoup d'expériences ont tenté de sonder les multiples propriétés du neutrino à travers ses différents saveurs. Face à sa très faible probabilité d'interaction, les détecteurs sont devenus au fur et à mesure de plus en plus imposants et/ou avec une radioactivité ambiante de mieux en mieux contrôlée (prise en compte de la radioactivité naturelle et choix de matériaux radiopurs). En outre, les expériences ont pu bénéficier d'une variété de sources de neutrinos qu'on peut décomposer en quatre parties :

- **Les neutrinos atmosphériques** sont créés par l'interaction des rayonnements cosmiques dans l'atmosphère terrestre. Ces interactions entraînent la formation de mésons (pions et kaons) qui vont ensuite subir une décroissance vers la Terre ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$, $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$) suivi de la désintégration des muons ($\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$, $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$). Cette source est assimilable à un flux de neutrinos et d'antineutrinos dont $2/3$ sont des neutrinos muoniques et $1/3$ des neutrinos électroniques avec une gamme d'énergie s'étalant de la centaine de MeV jusqu'à la dizaine de TeV (figure 1.2)
- **Les neutrinos solaires** proviennent des réactions nucléaires ayant lieu au sein du Soleil. La source ainsi produite est un flux de neutrinos électroniques produits principalement lors du cycle proton-proton (pp) $p^+ + p^+ \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ [29] avec une gamme en énergie des neutrinos s'étalant de la centaine de keV au MeV (figure 1.2).
- **Les neutrinos de réacteurs** sont issus des réactions de fissions qui se produisent dans les réacteurs des centrales nucléaires ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$). Cette source permet la production d'un flux d'antineutrinos électroniques dans une gamme d'énergie située entre 0 et 8 MeV (figure 1.2).
- **Les neutrinos produits par les accélérateurs** proviennent généralement de la collision de protons sur une cible ayant pour conséquence la création de mésons (pions et kaons) comme dans le cas des neutrinos atmosphériques ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$, $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$). L'avantage de ce type de source est l'obtention d'un faisceau collimaté de neutrinos et/ou d'antineutrinos. La gamme d'énergie des neutrinos produits est principalement de l'ordre du GeV (figure 1.2).

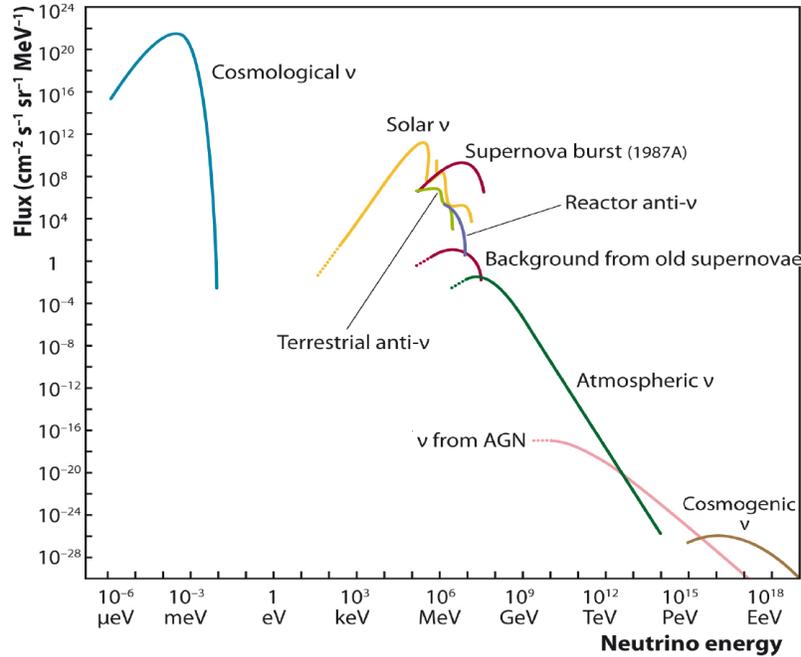


FIGURE 1.2: Flux attendus et mesurés en fonction de l'énergie des neutrinos pour les différentes sources [30]

La dernière grande révolution dans la physique du neutrino a été la découverte des oscillations de neutrinos en 1998 sur lesquelles nous reviendrons en détails par la suite. Cette découverte a apporté la preuve expérimentale que le neutrino était bien une particule massive contrairement à sa description dans le Modèle Standard. La prochaine partie abordera les différents mécanismes possibles permettant de restaurer la masse des neutrinos.

1.3.1 Origine de la masse des neutrinos

L'hypothèse d'un neutrino de masse nulle dans le Modèle Standard résultait de la violation de parité observée lors de l'interaction faible. La découverte des oscillations de neutrinos a nécessité des extensions au Modèle Standard. En effet, deux mécanismes permettent de redonner une masse théorique aux neutrinos : la prise en compte des neutrinos droits et antineutrinos gauches ou l'hypothèse d'un neutrino de Majorana.

Mécanisme de masse de Dirac

Le neutrino est représenté, dans le Modèle Standard, par deux champs solutions de l'équation de Dirac (voir section 1.2.2) : une particule gauche ψ_L et une antiparticule droite $\bar{\psi}_R$ rassemblée dans ce que l'on appelle un spineur de Weyl. Afin de pouvoir retrouver un neutrino massif, il est indispensable de revenir à une description de Dirac en introduisant les composantes manquantes ψ_R et $\bar{\psi}_L$ n'ayant jamais été observée expérimentalement. Le nouveau Lagrangien faisant intervenir le terme de masse de Dirac m_D s'écrit :

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{\text{masse}}^{\mathcal{D}} &= \bar{\psi} m_D \psi \\
 &= m_D \overline{(\psi_L + \psi_R)} (\psi_L + \psi_R) \\
 &= m_D (\bar{\psi}_L \psi_L + \bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_R)
 \end{aligned} \tag{1.3.1}$$

Or, d'après les projecteurs définis dans les équations 1.2.3 et 1.2.4, on a les simplifications suivantes :

$$\bar{\psi}_L \psi_L = \psi_L^\dagger \gamma^0 \psi_L = \psi^\dagger P_L \gamma^0 P_L \psi = \psi^\dagger \gamma^0 P_R P_L \psi = 0 \tag{1.3.2}$$

$$\bar{\psi}_R \psi_R = \psi^\dagger \gamma^0 P_L P_R \psi = 0 \tag{1.3.3}$$

Ce qui nous permet de réécrire le Lagrangien sous une forme simplifiée :

$$-\mathcal{L}_{\text{masse}}^{\mathcal{D}} = m_D (\bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R) \tag{1.3.4}$$

Cette extension est séduisante par sa simplicité et le fait qu'elle n'apporte qu'une infime modification au Modèle Standard. Cependant, celle-ci fait appel à des particules non encore observées, dites stériles, et ne permet pas une réponse claire à la faible masse des neutrinos.

Mécanisme de masse de Majorana

Une particule dite de Majorana est une particule identique à sa propre antiparticule [31]. Le neutrino étant le seul fermion avec une charge neutre, il est le seul à pouvoir être une particule de Majorana. Dans ce cas, le neutrino va être défini par deux degrés de liberté : ψ_L et son conjugué par l'opérateur de conjugaison de charge C $(\psi_L)^C$. L'opérateur C peut être défini par $C = i \gamma_0 \gamma_2$ (équation 1.2.2), ce qui conduit à écrire pour un neutrino les champs gauche et droit de la façon suivante :

$$\psi_L \xrightarrow{C} (\psi_L)^c = (\psi^c)_R = \psi_R \quad \text{et} \quad \psi_R \xrightarrow{C} (\psi_R)^c = (\psi^c)_L = \psi_L$$

Ces équations sont valables uniquement parce que le neutrino est considéré comme une particule de Majorana. Il en découle que le conjugué de charge d'un neutrino gauche est un neutrino droit et que le conjugué de charge d'un neutrino droit est un neutrino gauche. On peut alors définir le neutrino de Majorana par le champ suivant :

$$\psi^M = \psi_{L/R} + (\psi_{L/R})^c \tag{1.3.5}$$

Ce champ est une solution de l'équation de Dirac. L'importance de ce nouveau champ est qu'il va faire apparaître deux nouveaux termes de masse indépendants et dits de Majorana m_L et m_R dans le Lagrangien :

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{\text{masse}}^{\mathcal{M}} &= \bar{\psi}^M m_{L/R} \psi^M \\
 &= m_{L/R} \overline{(\psi_{L/R} + (\psi_{L/R})^c)} (\psi_{L/R} + (\psi_{L/R})^c) \\
 &= m_{L/R} (\overline{(\psi_{L/R})^c} \psi_{L/R} + \overline{\psi_{L/R}} (\psi_{L/R})^c) \\
 &= m_{L/R} (\psi_{L/R})^c \psi_{L/R} + m_{L/R} \overline{\psi_{L/R}} (\psi_{L/R})^c
 \end{aligned} \tag{1.3.6}$$

Contrairement au terme de masse de Dirac m_D , les termes de masse de Majorana ne sont plus invariants sous la symétrie de Jauge U(1), impliquant une non conservation du nombre leptonique.

Terme général de masse de Dirac-Majorana

Etant donné que le neutrino peut être une particule de Dirac, que le neutrino droit et antineutrino gauche peuvent exister sans interagir et que les champs de Majorana sont aussi une solution possible des équations de Dirac, aucun des termes de masse présentés ne peut être exclu du Lagrangien. Il nous faut donc définir un terme de masse plus général correspondant à la somme des différents termes dans le Lagrangien de telle sorte que :

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{\text{masse}}^{\mathcal{D}+\mathcal{M}} &= m_D \bar{\psi}_R \psi_L + \frac{1}{2} (m_L \overline{(\psi_L)^c} \psi_L + m_R \overline{(\psi_R)^c} \psi_R) \\
 &\quad + m_D \bar{\psi}_L \psi_R + \frac{1}{2} (m_L \overline{\psi_L} (\psi_L)^c + m_R \overline{\psi_R} (\psi_R)^c)
 \end{aligned} \tag{1.3.7}$$

où le facteur $\frac{1}{2}$ est un facteur de normalisation appliqué du fait de la dépendance existant entre $(\psi_{L/R})^C$ et $\overline{\psi_{L/R}}$. En écrivant le terme de masse sous forme matricielle, on obtient :

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{\text{masse}}^{\mathcal{D}+\mathcal{M}} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \overline{\psi_L} & \overline{(\psi_R)^c} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\psi_L)^c \\ \psi_R \end{pmatrix} + \text{h.c.} \\
 &= \frac{1}{2} \bar{\Psi}_L \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \Psi_R + \text{h.c.}
 \end{aligned} \tag{1.3.8}$$

où :

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_L^c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_L \\ (\psi_R)^c \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \Psi_R = \begin{pmatrix} \psi_R^c \\ \psi_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\psi_L)^c \\ \psi_R \end{pmatrix} \tag{1.3.9}$$

correspondent à deux nouveaux champs mis sous la forme de spineurs.

Par diagonalisation de la matrice représentant le terme de masse de Dirac-Majorana, on peut alors obtenir deux états de masse m_- et m_+ :

$$m_{\pm} = \pm \frac{1}{2} \left(m_L + m_R \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4m_D^2} \right) \tag{1.3.10}$$

Dans le cas où $m_L = m_R = 0$, on constate que $m_+ = m_- = m_D$, le neutrino est décrit comme une particule de Dirac pure. De la même façon, si $m_D = 0$, on constate que $m_+ = m_L$ et $m_- = m_R$ et le neutrino est alors décrit comme une particule de Majorana pure.

Mécanisme de la balançoire (see-saw)

Les différents termes de masse ajoutés par le biais d'extensions au Modèle Standard ont permis de donner une masse aux neutrinos. Cependant, leur ajout ne suffit pas à expliquer la très faible masse des neutrinos par rapport aux autres leptons chargés (environ 6 ordres de grandeurs séparent la masse du neutrino électronique de l'électron). Une possible explication réside dans le mécanisme du see-saw qui s'appuie sur les deux postulats suivants :

1. L'absence d'observation expérimentale des neutrinos droits implique une très faible interaction de ceux-ci, les amenant à les considérer comme stériles mais avec une masse m_R très grande par rapport à m_D et m_L .

2. Il n'existe pas de champ gauche dans le Modèle Standard, ce qui veut dire une absence de couplage gauche de Majorana. Même en supposant un couplage faible, on se retrouve dans le cas où $m_L \approx 0$.

Se basant sur ces deux postulats, on obtient la hiérarchie de masse $m_R \gg m_D \gg m_L \approx 0$, nous permettant d'obtenir deux nouvelles valeurs propres de la matrice de masse de Dirac et de Majorana à partir de l'équation 1.3.10 [32] :

$$m_+ \approx m_R \quad \text{et} \quad m_- = \frac{m_D^2}{m_R} \quad (1.3.11)$$

ainsi que ses deux états propres associés :

$$\Psi_+ = (\psi_R + \psi_R^c) + \frac{m_D}{m_R} (\psi_L + \psi_L^c) \quad (1.3.12)$$

$$\Psi_- = (\psi_L + \psi_L^c) - \frac{m_D}{m_R} (\psi_R + \psi_R^c) \quad (1.3.13)$$

On se retrouve alors avec un neutrino lourd de masse m_+ décrit par le champ Ψ_+ , c'est-à-dire composé principalement d'un état de chiralité droit selon l'équation 1.3.12, et avec un neutrino léger de masse m_- décrit par le champ Ψ_- composé principalement d'un état de chiralité gauche selon l'équation 1.3.13. On constate que la masse du neutrino léger est d'autant plus petite que la masse du neutrino lourd est grande ($m_- \propto \frac{1}{m_+}$) d'où le nom de mécanisme de la balançoire (see-saw).

Le mécanisme du see-saw permet d'expliquer la très faible masse des neutrinos gauches actifs à partir d'une valeur raisonnable de la masse de Dirac m_D . Pour illustrer cela, avec un neutrino léger de l'ordre de 0.2 eV, en prenant pour m_D la masse du fermion le plus lourd, c'est-à-dire le top ($\simeq 170$ GeV), on obtient une masse du neutrino droit lourd de l'ordre de $m_R \simeq 10^{15}$ GeV, ce qui correspond à l'échelle en énergie de la grande unification des interactions GUT. La majorité des modèles GUT font appel à des neutrinos droits, ce qui fait du mécanisme see-saw un modèle très attractif. En effet, celui-ci permet d'expliquer la très faible masse des neutrinos gauches en impliquant automatiquement que les neutrinos massifs soient des neutrinos de Majorana. De nouveaux processus mettant en jeu des leptons, interdits aujourd'hui par le Modèle Standard, sont alors possibles ouvrant la voie à une explication de la formation d'un Univers asymétrique contrairement à la baryogenèse qui implique une asymétrie dans le domaine des quarks [33][34].

Cependant, il est à noter que jusqu'à maintenant, nous n'avons considéré qu'une seule famille de neutrinos. Pour être le plus général possible, il faudrait appliquer ce mécanisme aux trois saveurs de neutrinos connus en remplaçant les champs ψ_L par les états propres de saveurs (ν_e, ν_μ, ν_τ) et en remplaçant les masses des particules par des matrices de masse [35]. La diagonalisation de cette nouvelle matrice va alors permettre d'obtenir un nouvel ensemble de valeurs propres de masse (m_1, m_2, m_3) associées à des états propres de masse (ν_1, ν_2, ν_3) qui n'ont aucune raison de coïncider avec les états propres de saveurs issus de l'interaction faible. En conclusion, en plus d'apporter une explication à la petitesse de la masse des neutrinos gauches, le mécanisme du see-saw apporte une explication naturelle à l'oscillation des neutrinos.

1.3.2 Oscillation des neutrinos

Les neutrinos du Modèle Standard sont considérés comme des particules sans masse, avec des états propres de masse dégénérés. Cela signifie qu'il n'existe aucun mélange possible entre les différentes saveurs de neutrinos. Cependant, un bouleversement considérable a frappé la communauté

scientifique de la physique des particules avec la découverte, en 1998, de l'oscillation des neutrinos à l'observatoire SuperKamiokande. En effet, s'il existe des oscillations entre différents états de saveurs du neutrino, c'est que le neutrino a une masse et que les états de saveurs (ν_e, ν_μ, ν_τ) de l'interaction faible ne correspondent pas aux états propres de masse (ν_1, ν_2, ν_3).

La suite de cette partie s'attachera à décrire comment représenter le mélange des neutrinos ainsi que le phénomène d'oscillation dans le vide et la matière.

Mélange de saveurs

En considérant des neutrinos massifs, on suppose une possibilité d'avoir un mélange des saveurs du neutrino. Cela signifie qu'un neutrino associé à une certaine charge leptonique (e, μ, τ) qui se couple avec un boson W n'est pas un état propre de masse mais une superposition d'états propres de masse. De la même façon que pour les quarks avec la matrice de mélange des quarks CKM [36][37], la relation entre ces deux bases est décrite par une matrice de mélange unitaire U, la matrice de mélange de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) [38][39] de telle sorte que :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad \text{avec} \quad \alpha = e, \mu, \tau \quad \text{et} \quad i = 1, 2, 3. \quad (1.3.14)$$

ou bien sous sa forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.3.15)$$

La matrice PMNS étant unitaire, les neuf paramètres peuvent être réduits à trois angles de mélange $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$. Elle s'écrit alors :

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.3.16) \end{aligned}$$

où $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ ($i, j = 1, 2, 3$) et δ un terme de phase de Dirac non nul dans le cas d'une violation de symétrie CP. À noter que dans le cas d'un neutrino de Majorana, il faudrait ajouter deux phases additionnelles α_1 et α_2 sous la forme d'un produit avec la matrice diagonale $(e^{i\alpha_1}, e^{i\alpha_2}, 1)$.

À partir de cette décomposition sous la forme d'un produit de trois matrices, on peut assimiler chacune d'entre elles à un type d'étude spécifique :

1. La première matrice de rotation décrit la rotation entre la seconde et la troisième génération de neutrinos. L'étude de θ_{23} est privilégiée par des expériences recherchant la disparition du ν_μ dans le domaine des **neutrinos atmosphériques**.
2. La seconde matrice de rotation décrit la rotation entre la première et la troisième génération de neutrinos. L'étude de θ_{13} est toute récente en raison de la faible valeur de cet angle de mélange et donc des difficultés à le mesurer. Celui-ci peut être obtenu à partir de l'observation de la disparition du $\bar{\nu}_e$ à partir d'un flux de **neutrinos de réacteurs** nucléaires ou bien l'observation de l'apparition du $\bar{\nu}_e$ à partir d'un faisceau de **neutrinos issus d'accélérateurs**.

3. La troisième matrice de rotation décrit la rotation entre la première et la seconde génération de neutrinos. C'est grâce à l'observation de la disparition du ν_e provenant des **neutrinos solaires** qu'on peut obtenir la valeur de θ_{12} .

Une mise en perspectives des plus récentes études sur ces paramètres de mélange sera présentée dans la section 1.3.3.

Oscillation des neutrinos dans le vide

Nous avons vu, au cours des sections précédentes, que le neutrino était créé par le biais de l'interaction faible dans un état de saveur donné (ν_e, ν_μ, ν_τ) qui est en réalité une superposition des trois états de masse du neutrino (ν_1, ν_2, ν_3). Les valeurs propres de masse de chacun de ces états étant différentes, chaque état ν_i va se propager avec sa propre vitesse de phase. Cela signifie qu'au fur et à mesure de la propagation d'un neutrino, la combinaison linéaire des états de masse (ν_1, ν_2, ν_3) va évoluer progressivement entraînant un possible changement de saveur du neutrino lors de sa détection.

Dans le vide, les oscillations de neutrinos peuvent être interprétées de manière purement cinématique par le biais de l'équation de Schrödinger. L'évolution au cours du temps d'un état propre de masse $|\nu_i(0)\rangle$ est donnée par l'expression :

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i L)} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.3.17)$$

avec E_i l'énergie du neutrino, p_i son impulsion et L la distance parcourue pendant le temps considéré. La masse des neutrinos étant très faible, leur vitesse avoisine la vitesse de la lumière. Cela signifie que le terme dominant dans l'expression de l'énergie va être l'impulsion (en prenant $c = 1$). Il est donc possible de réécrire l'énergie du neutrino sous une autre forme :

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2E_i} \quad (1.3.18)$$

Considérant ces approximations, l'équation 1.3.17 peut se simplifier de cette façon :

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i\frac{m_i^2}{2E_i}L} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.3.19)$$

L'équation 1.3.19 indique que l'évolution d'un état propre de masse d'un neutrino en fonction du temps est régie par l'énergie du neutrino et la distance parcourue (la masse étant un paramètre fixe).

Considérant les équations 1.3.14 et 1.3.19, l'évolution d'un neutrino d'un état de saveur donnée β produit initialement dans un des trois états de saveur γ s'écrit de la façon suivante :

$$\begin{aligned} |\nu_\beta(t)\rangle &= \sum_i U_{\beta i} e^{-i\frac{m_i^2}{2E_i}L} |\nu_i(0)\rangle = \sum_i U_{\beta i} e^{-i\frac{m_i^2}{2E_i}L} \sum_\gamma U_i^* |\nu_\gamma(0)\rangle \\ &= \sum_\gamma \sum_i U_{\gamma i}^* e^{-i\frac{m_i^2}{2E_i}L} U_{\beta i} |\nu_\gamma(0)\rangle \end{aligned} \quad (1.3.20)$$

où le changement de la matrice des états de masse à la matrice des états de saveurs est réalisé par la matrice inverse U^* :

$$|\nu_i\rangle = \sum_{\alpha} U_{\alpha i}^* |\nu_{\alpha}\rangle \quad \text{avec} \quad \alpha = e, \mu, \tau \quad \text{et} \quad i = 1, 2, 3. \quad (1.3.21)$$

Utilisant l'équation 1.3.20, la probabilité de détecter un neutrino de saveur β à un instant t sachant que celui-ci a été généré dans un état de saveur α initialement se calcule alors à partir du carré de l'amplitude de probabilité qui s'écrit :

$$\begin{aligned} P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}) &= |A(\nu_{\alpha}(0) \rightarrow \nu_{\beta}(t))|^2 = |\langle \nu_{\beta}(t) | \nu_{\alpha}(0) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_{\gamma} \sum_i U_{\beta i}^* e^{i \frac{m_i^2}{2E} L} U_{\gamma i} \langle \nu_{\gamma}(0) | \nu_{\beta}(0) \rangle \right|^2 = \left| \sum_i U_{\alpha i} e^{i \frac{m_i^2}{2E} L} U_{\beta i}^* \right|^2 \\ &= \sum_{i,j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L} \end{aligned} \quad (1.3.22)$$

où $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ est la différence des masses au carré entre deux états propres de masse ν_i et ν_j .

Dans la pratique, les expériences se placent généralement dans des conditions où l'oscillation peut être considérée uniquement entre deux états de masse (ν_i, ν_j) et deux états de saveurs ($\nu_{\alpha}, \nu_{\beta}$). Dans ce cas précis, la matrice unitaire U se simplifie en ne faisant appel qu'à un seul angle de mélange.

$$\begin{pmatrix} \nu_{\alpha} \\ \nu_{\beta} \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_i \\ \nu_j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{ij} & \sin \theta_{ij} \\ -\sin \theta_{ij} & \cos \theta_{ij} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_i \\ \nu_j \end{pmatrix} \quad (1.3.23)$$

Ainsi, la probabilité d'oscillation se simplifie de cette façon :

$$P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}) = \sin^2(2\theta_{ij}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) \quad (1.3.24)$$

En regardant attentivement l'équation 1.3.22 ou 1.3.24, on constate plusieurs caractéristiques importantes concernant l'oscillation des neutrinos :

1. La période des oscillations est déterminée par la différence des carrés des masses relatives aux deux états considérés pour une valeur de $\frac{L}{E}$ donnée. La présence de ce terme est donc d'une importance capitale car si le neutrino correspondait à la définition du Modèle Standard, c'est-à-dire une particule sans masse, on constate que les oscillations ne pourraient pas avoir lieu. La découverte expérimentale des oscillations de neutrinos est donc une réelle preuve de la masse non nulle du neutrino. Cependant, il est à noter que les expériences d'oscillations n'ont pas accès à la masse du neutrino mais seulement aux différences de masse au carré des états propres de masse. Nous verrons ce point plus en détail par la suite.
2. L'amplitude des oscillations est déterminée par l'angle de mélange. Cela signifie que plus l'angle de mélange est petit, plus il est difficile d'observer les oscillations. Ces dernières années, beaucoup d'expériences ont lutté pour enfin déterminer une valeur de l'angle θ_{13} qui est l'angle de mélange le plus petit ($\lesssim 10^\circ$).
3. La probabilité de détection d'un neutrino dans un état de saveur différent de celui d'origine est maximale pour une distance $n \times \frac{2\pi E}{\Delta m^2}$ (avec n entier).

Comme nous allons le voir dans la section 1.3.3, les oscillations de neutrinos sont mises en évidence soit par l'apparition d'une saveur différente de neutrinos par rapport aux neutrinos incidents, soit pas le constat d'un déficit dans le flux initial.

Oscillation des neutrinos dans la matière (effet MSW)

Contrairement au vide, la propagation du neutrino dans la matière est affectée par diverses interactions par courant faible chargé ou neutre avec les électrons ou les quarks des atomes. Cependant, nous allons pouvoir négliger toutes les interactions incohérentes, qui modifient la direction et/ou l'énergie des neutrinos. En effet, la section efficace de ce type d'interaction est de l'ordre de 10^{-38} - 10^{-39} cm². Nous allons donc nous placer dans le cas où le neutrino n'interagit que par diffusions cohérentes dites vers l'avant car elles n'ont aucun impact sur la cinématique de la particule. Ces diffusions cohérentes vont alors produire des interférences entre les fonctions d'ondes initiales et finales. On nomme cet effet, l'effet MSW (Mikheev-Smirnov-Wolfenstein) [40][41].

Dans la matière ordinaire, un neutrino ne peut interagir que par l'intermédiaire de la diffusion par courant chargé. Or, la matière ordinaire n'est composée que d'électrons et non pas de muons ou de tau. Cela signifie que seuls les neutrinos électroniques vont être capables d'interagir par courant chargé avec des électrons. Le phénomène étant asymétrique, on peut montrer que lors de leur passage dans la matière, seuls les neutrinos et antineutrinos électroniques sont soumis à un potentiel effectif V dépendant de la densité volumique électronique du milieu N_e :

$$V = \pm\sqrt{2} G_F N_e \quad (1.3.25)$$

où G_F représente la constante de Fermi et où le signe dépend de la particule considérée (+1 pour le neutrino et -1 pour l'antineutrino).

En considérant la densité de matière électronique comme constante, les oscillations dans la matière peuvent être représentées de la même manière que celles dans le vide à condition de remplacer θ par θ_M ainsi que Δm^2 par Δm_M^2 qui sont fonctions de la densité électronique. On peut montrer que, pour chaque énergie E du neutrino, la probabilité d'observer un changement de saveur va devenir maximale pour une valeur critique de la densité électronique N_e^C :

$$N_e^C = \frac{\cos(2\theta) \Delta m^2}{2\sqrt{2} G_F E} \quad (1.3.26)$$

avec θ et Δm^2 les paramètres d'oscillations dans le vide. Il faut ajouter que la résonance MSW n'est possible qu'à la condition où $\cos(2\theta) \Delta m^2 > 0$ dans le cas des neutrinos ou $\cos(2\theta) \Delta m^2 < 0$ dans le cas des antineutrinos à cause de la différence de signe présente dans l'équation 1.3.25. L'effet de la matière sur l'oscillation des neutrinos peut donc se résumer ainsi :

1. Pour des densités électroniques faibles, on peut considérer les oscillations de neutrinos semblables à celles se produisant dans le vide.
2. Pour la densité critique, on a un phénomène de résonance impliquant un changement de saveur maximale.
3. Pour des densités supérieures à la densité critique, les oscillations vont être supprimées par les effets de matière.

L'effet MSW a permis de résoudre un des problèmes posés par la physique des neutrinos. Pendant près de 40 ans, les modèles du Soleil ont été en conflit avec les expériences basées sur l'observation du neutrino notamment l'expérience Homestake dirigée par Raymond Davis [42] en premier lieu, qui a été confirmée ensuite par les expériences GALLEX [43] et SAGE [44]. Celui-ci a montré que le flux de neutrinos enregistré par son détecteur ne représentait que 30% des prédictions des modèles solaires. Deux pistes ont alors été suggérées. Soit remettre en cause toutes nos idées sur le fonctionnement des étoiles, soit envisager de nouveaux phénomènes dans la physique des neutrinos. L'effet MSW a alors permis de résoudre ce conflit en prenant en compte les oscillations présentes à l'intérieur du Soleil.

1.3.3 Etats des lieux des expériences d'oscillations et des mesures de paramètres de mélange

Que ce soit par le phénomène d'oscillations ou bien par conversion de saveur dans la matière, les changements de saveurs des neutrinos sont aujourd'hui étudiés à travers les différentes sources disponibles que nous avons déjà évoquées auparavant. Ces différentes sources de neutrinos avec chacune son lots d'expériences attirées se sont révélées être une aubaine dans le domaine des oscillations de neutrinos car c'est grâce à cette diversité que les différents termes de la matrice ainsi que les différences de masse au carré ont pu être déterminés puis affinés. En effet, comme nous l'avons montré dans l'équation 1.3.22, l'amplitude des oscillations nous donne l'information sur l'angle de mélange tandis que la période des oscillations nous donne l'information sur la différence de masse au carré. Voici un exposé des expériences et des résultats les plus récents concernant l'oscillation des neutrinos.

SuperKamiokande

Le détecteur SuperKamiokande est un grand réservoir cylindrique de 39 mètres de diamètre et 42 mètres de hauteur rempli avec 50 000 tonnes d'eau ultra pure (figure 1.3a) [45]. Il se situe dans la mine de Kamioka au Japon sous 1000 mètres de roches (2700 mètres équivalent eau). Le principe de SuperKamiokande est de détecter le rayonnement Cerenkov émis lors du recul des particules après la diffusion du neutrino dans le détecteur avec une énergie seuil de l'ordre de 3.5 MeV pour ses mesures les plus récentes. Pour cela, celui-ci est composé d'une partie interne dédiée à la détection et d'une partie externe servant de veto actif. La partie interne est entourée de 11 146 photomultiplicateurs hémisphériques de 50 centimètres de diamètre tandis que la partie externe est entourée par 1885 photomultiplicateurs hémisphériques de 20 centimètres de diamètre. L'avantage de cette technique est d'avoir une très forte corrélation angulaire entre le neutrino incident et le recul de la particule, permettant alors par exemple de clairement signer les neutrinos provenant du Soleil. Les premières acquisitions ont débuté en avril 1996 puis différentes phases se sont succédées jusqu'à la phase IV qui s'est achevée en février 2014 pour un total de 5200 jours.

Un des résultats les plus importants de SuperKamiokande est la mise en évidence du phénomène d'oscillation avec les neutrinos atmosphériques [14]. En effet, grâce à l'excellente corrélation angulaire, l'angle d'incidence du neutrino peut être détecté avec précision. Il a donc été possible de comparer le flux de neutrinos provenant de l'atmosphère avec celui des neutrinos produits dans l'atmosphère mais qui en plus ont traversé la Terre avant d'arriver sur le détecteur. Les distributions angulaires (figure 1.3b) permettent alors de montrer un déficit d'évènements provoqué par des neutrinos muoniques ayant traversé la Terre tandis que celui-ci n'est pas observé pour les neutrinos électroniques. Cette anomalie des neutrinos atmosphériques est la première preuve expérimentale de l'oscillation des neutrinos. En effet, la densité de la Terre n'étant pas assez importante, les effets de conversion dans la matière ne sont pas prépondérants. Ce qui domine ici est simplement la différence des longueurs d'oscillations entre des neutrinos muoniques ayant traversé la Terre ($\sim 12\,000$ kilomètres) et les autres (~ 15 kilomètres). Pour les seconds, la longueur d'oscillation n'est pas assez grande pour permettre l'oscillation.

Il est aussi important de remarquer que l'expérience SuperKamiokande a participé à la détection des neutrinos solaires permettant de valider les modèles thermodynamiques du Soleil ainsi que l'effet MSW tel que nous le verrons par la suite, plus en détails, avec l'expérience SNO.

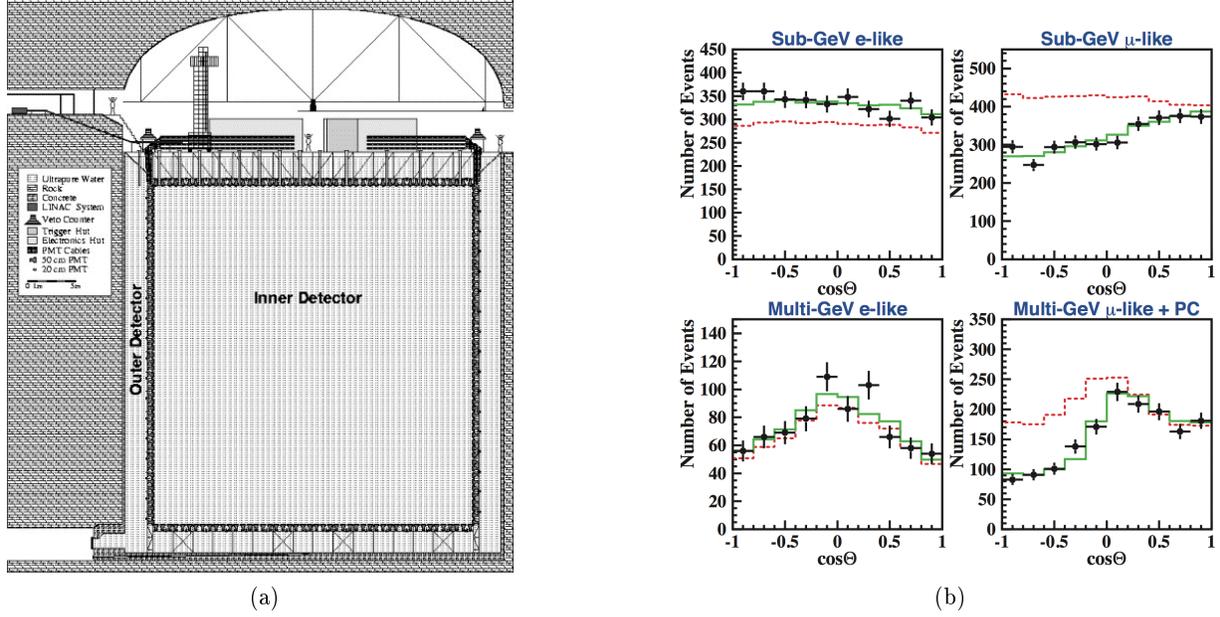


FIGURE 1.3: Vue schématique du détecteur SuperKamiokande (a) et distributions angulaires du flux de neutrinos (électroniques et muoniques) produits dans l'atmosphère. La ligne pointillée rouge représente les simulations sans oscillations (b).

SNO (Sudbury Neutrino Observatory)

Le détecteur SNO est un détecteur Cerenkov à eau lourde (D_2O) localisé dans la mine de Creighton près de Sudbury au Canada à une profondeur de 2039 mètres (soit une profondeur de 6010 en équivalent eau) [46]. Le détecteur est constitué d'une sphère en verre acrylique transparent d'un diamètre de 12 mètres rempli avec de l'eau lourde et entouré par 9456 photomultiplicateurs montés sur une sphère géodésique en acier inoxydable d'un diamètre de 17,8 mètres immergée dans de l'eau ultra-pure afin de protéger de la radioactivité des photomultiplicateurs et de la cavité rocheuse. Ces photomultiplicateurs sont destinés à collecter les photons Cerenkov émis par les particules lors de ces interactions :

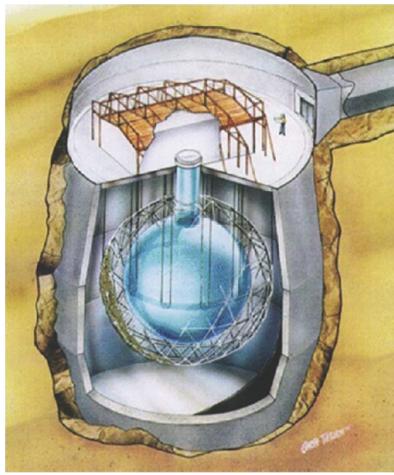
$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (1.3.27)$$

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (1.3.28)$$

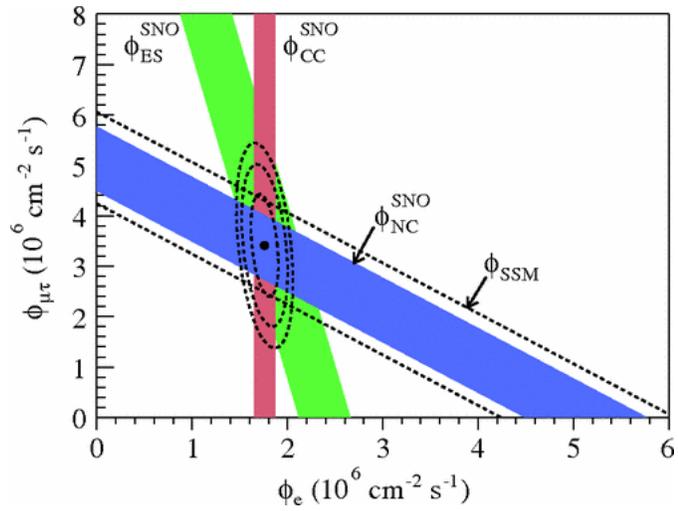
$$\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x \quad (1.3.29)$$

L'équation 1.3.27 correspond à l'interaction par courant chargé (CC) et n'est possible que pour les neutrinos électroniques avec un déclenchement à seuil de l'ordre de 1,4 MeV. L'équation 1.3.28 correspond à la diffusion élastique d'un neutrino (ES). Ce type d'interaction est possible pour les trois saveurs de neutrinos mais la sensibilité est six fois plus importante pour le neutrino électronique. Enfin, l'équation 1.3.29 correspond à l'interaction par courant neutre (NC) et la sensibilité est la même pour les trois saveurs du neutrino avec un déclenchement à seuil autour de 2,2 MeV. Tandis que les interactions des équations 1.3.27 et 1.3.28 se détectent à partir de la lumière Cerenkov émise par l'électron, l'interaction par courant neutre (équation 1.3.29) se réalise à partir de l'observation en plusieurs étapes de l'interaction d'un gamma, qui est produit après la capture du neutron par

le milieu. L'expérience SNO se distingue ainsi par trois phases différentes, de par leur façons de capturer le neutron émis, s'étalant entre novembre 1999 et décembre 2006.



(a)



(b)

FIGURE 1.4: Vue schématique du détecteur SNO (a) et flux de neutrinos solaires (8B) de saveurs muoniques et tauiques en fonction du flux de neutrinos électroniques. La bande diagonale en pointillés représente le flux total attendu par les modèles solaires (SSM) (b).

A partir de l'observation des neutrinos solaires provenant du 8B , en sachant que le détecteur est capable de distinguer les contributions liées au neutrino électronique des autres saveurs, l'expérience SNO a été en mesure de calculer, indépendamment l'un de l'autre, le flux de neutrinos électroniques ν_e et le flux de neutrinos non-électroniques, c'est à dire les $\nu_{\mu,\tau}$ [47]. Ces résultats (figure 1.4b) ont permis pour la première fois, en tenant compte de l'oscillation des neutrinos et de l'effet MSW¹, de reproduire le flux attendu par les modèles solaires.

KamLAND (Kamioka Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector)

KamLAND est une expérience située dans la mine de Kamioka, au Japon, à une profondeur de 2700 mètres équivalent-eau. Elle est composée de 1 kilotonne de liquide scintillant ultra-pur contenu dans un ballon sphérique en nylon transparent d'un diamètre de 13 mètres, le tout étant suspendu dans 3,2 kilotonnes d'eau permettant la détection de rayonnement Cerenkov induit par les rayonnements cosmiques. L'ensemble des photons de scintillation et/ou Cerenkov peuvent être détectés à l'aide des 1879 photomultiplicateurs montés sur une sphère en acier inoxydable d'un diamètre de 18 mètres qui entoure le ballon.

L'objectif de KamLAND est d'observer l'oscillation des antineutrinos issus de réacteurs nucléaires émis depuis une distance moyenne de 180 km. L'observation de ces neutrinos se fait à partir de la désintégration bêta inverse ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) avec un seuil en énergie de 1,8 MeV. L'avantage de cette technique est de pouvoir détecter à la fois la lumière de scintillation due au positron (et donc de pouvoir remonter à l'énergie incidente du neutrino) et de pouvoir détecter le photon gamma de

1. En effet seulement $\frac{1}{3}$ des neutrinos détectés sont des neutrinos électroniques contrairement à ce qui était attendu sans l'effet MSW

2,2 MeV retardé correspondant à la capture du neutron sur l'hydrogène, permettant ainsi une très bonne discrimination du signal par rapport au bruit.

Ce type de détecteur permet d'observer l'oscillation des antineutrinos électroniques vers les autres saveurs. En effet, l'énergie mise en jeu étant trop faible pour permettre la création de μ ou τ , la seule information accessible est la disparition ou non des antineutrinos par le biais de l'oscillation. La figure 1.5 a été obtenue avec le détecteur KamLAND et représente pour la première fois une oscillation complète des antineutrinos électroniques ayant conduit à une mesure précise de Δm_{21}^2 et θ_{12} .

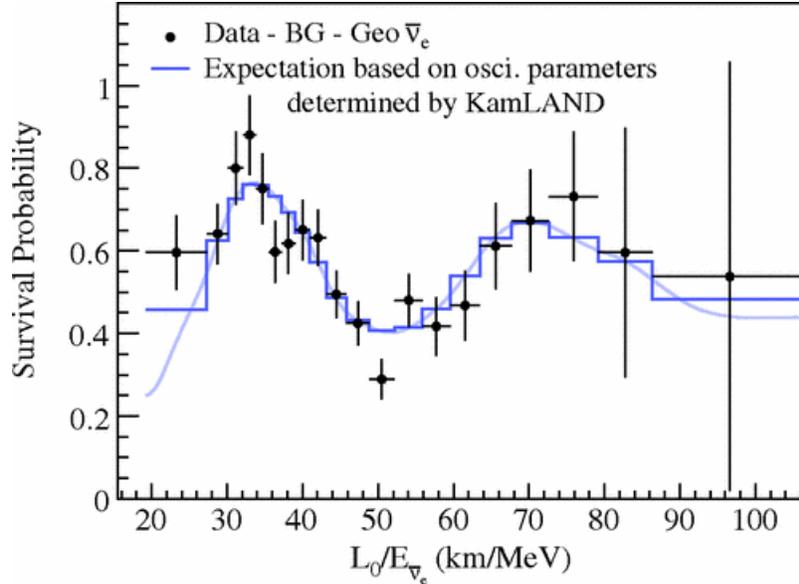


FIGURE 1.5: Probabilité de survie des neutrinos $\bar{\nu}_e$ issus de réacteurs nucléaires en fonction du rapport L/E obtenu avec l'expérience KamLAND [48]

Borexino

L'expérience Borexino est localisée dans le Laboratoire National du Gran Sasso dans le centre de l'Italie à une profondeur de 3800 mètres équivalent-eau. C'est un détecteur à scintillation liquide ultra-pure permettant la détection des neutrinos par le biais du recul de l'électron lors de la diffusion élastique du neutrino sur l'électron. Comme nous l'avons vu avec l'expérience SNO, ce type d'interaction est sensible à toutes les saveurs de neutrinos mais avec une sensibilité accrue d'un facteur 6 pour les neutrinos électroniques. La partie active du détecteur est composée de 278 tonnes de liquide scintillant ultra-pur contenu dans une sphère de nylon transparent d'un diamètre de 8,5 mètres. Cette partie est ensuite entourée par une monture mécanique en acier inoxydable de 13,7 mètres de diamètre supportant les 2212 photomultiplicateurs. Le tout est ensuite placé dans un réservoir d'eau ayant pour objectif de servir de blindage contre les bruits de fond externes.

L'objectif principal de Borexino était de détecter des neutrinos solaires dans un domaine énergétique inférieur au MeV (figure 1.6). En effet, jusque-là, des expériences comme SNO avaient accès à des énergies de neutrino plus importantes et donc correspondant aux neutrinos provenant du 8B . Borexino a donc été capable d'observer les neutrinos mono-énergétiques (862 keV) provenant de la capture d'un électron sur le 7Be et ceux provenant de la fusion pp au sein du Soleil

$(p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e)$. La collaboration a ainsi pu conclure sur le fait que environ 99% de la puissance du Soleil est générée par le processus de fusion pp [29].

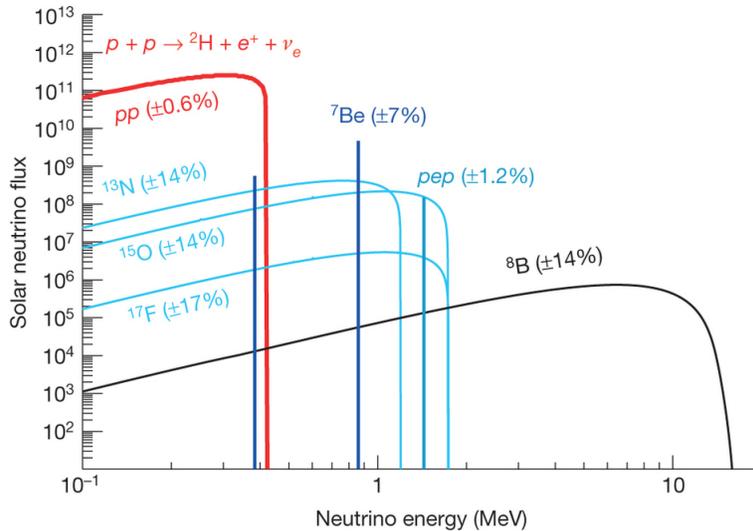


FIGURE 1.6: Flux de neutrinos solaires en fonction de leurs énergie pour différentes sources au sein du Soleil. Les incertitudes proviennent des modèles solaires.

MINOS et MINOS+

L'expérience MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) est une expérience de première génération utilisant un faisceau de neutrinos muoniques produits à partir de la ligne de faisceau NuMI du Fermilab. Celle-ci a pris des données pendant 7 ans avant de devenir MINOS+ en septembre 2013 suite à l'amélioration de l'électronique et du faisceau qui fut optimisé pour l'expérience NOvA. L'objectif était de travailler dans une gamme en énergie plus élevée (7 GeV en moyenne contre 3 GeV dans MINOS). Afin d'observer les oscillations de neutrinos, l'expérience est composée de deux détecteurs (proche et lointain) similaires permettant de limiter les erreurs systématiques. Le détecteur proche, avec une masse fiducielle de 29 tonnes, est localisé à une distance de 1,04 km du lieu de production du faisceau et permet de déterminer la composition du faisceau avant même que les neutrinos aient pu osciller. Le détecteur lointain, avec une masse fiducielle de 3,8 kilotonnes est situé à une distance de 735 km du lieu de production du faisceau au sein du Soudan Underground Laboratory dans le nord du Minnesota. Les deux détecteurs, similaires, consistent en des calorimètres de suivi magnétisés composés d'une alternance de plans d'acier d'une épaisseur de 2,54 cm et de plans de scintillateurs d'une épaisseur de 1 cm. Ces derniers sont alors segmentés en bandes de 4,1 cm de large avec des fibres incorporées dans les bandes afin de collecter la lumière vers des photomultiplicateurs.

L'expérience MINOS permet d'observer la disparition des neutrinos muoniques et l'apparition des neutrinos électroniques provenant de l'accélérateur. MINOS est ainsi sensible à l'angle de mélange θ_{23} et θ_{13} ainsi qu'à la différence de masse Δm_{32}^2 [49]. La meilleure précision mondiale sur ce paramètre a d'ailleurs été longtemps détenue par cette expérience. De plus, comme l'ensemble des expériences utilisant des neutrinos issus d'accélérateurs, MINOS est sensible à la phase de violation de CP et permet aussi de rechercher les traces d'un éventuel neutrino stérile.

NO ν A

L'expérience NO ν A (NuMI Off-Axis ν_e Appearance) cherche à détecter les oscillations d'un flux de neutrinos produit par la ligne de faisceau NuMI du Fermilab. Pour cela, le détecteur est décomposé en deux parties. Un détecteur proche situé à 1 km du faisceau permettant de déterminer avec précision le flux de neutrinos sortant du Fermilab et un détecteur lointain situé à 810 km du Fermilab qui va servir de volume actif à la détection des oscillations de neutrinos. Les deux détecteurs sont équivalents à des trajectographes/calorimètres. En effet, ils sont capables d'observer la trace des particules ainsi que d'accéder à l'énergie déposée dans le détecteur. Pour cela, ils utilisent des cellules extrudées et remplies par du liquide scintillant. Cependant, tandis que le détecteur proche contient 192 plans de cellules d'une longueur de 3,9 mètres pour une masse totale de 193 tonnes, le détecteur lointain contient 896 plans de cellules d'une longueur de 15,5 mètres pour une masse totale de 14 kilotonnes. L'énergie moyenne du faisceau, dans la direction du détecteur lointain, est de l'ordre de 2 GeV, ce qui signifie que NO ν A est en mesure d'étudier les oscillations pour une valeur de $\frac{L}{E}$ de l'ordre de 0,4 km/MeV.

A partir d'un faisceau de neutrinos muoniques, NO ν A a ainsi pu observer la disparition des ν_μ induite par les oscillations, ce qui leur a permis d'accéder à une valeur de Δm_{32}^2 et θ_{23} [50]. Plus récemment, en mai 2016, NO ν A a pu observer l'apparition de neutrinos électroniques dans un flux de neutrinos muoniques, leur permettant d'obtenir des résultats importants concernant la phase de violation de CP [51].

T2K

L'expérience T2K (Tokai to Kamioka) est composée d'un faisceau de neutrinos, un ensemble de deux détecteurs proches et un détecteur lointain, SuperKamiokande. Le faisceau initial est produit au Japan Proton Accelerator Research Complex (J-PARC) qui en fonction de la polarité appliquée, peut produire soit un faisceau de neutrinos muoniques soit d'antineutrinos muoniques. Les deux détecteurs proches (INGRID et ND280) sont situés respectivement sur et en dehors de l'axe du faisceau. Tandis que INGRID permet de monitorer l'intensité, la direction, le profil ainsi que la stabilité du faisceau grâce à sa grille de modules disposés en croix (7+7), le détecteur ND280 est utilisé pour identifier les particules émises. Le détecteur lointain, situé à 285 km du J-PARC n'est autre que le détecteur SuperKamiokande qui a déjà été présenté en amont. Ce type d'expérience, comme dans le cas de l'expérience NO ν A, va permettre d'étudier la disparition des (anti) neutrinos muoniques ou d'étudier l'apparition des (anti) neutrinos électroniques.

L'énergie moyenne du faisceau, dans la direction de SuperKamiokande est d'environ 600 MeV, ce qui signifie que le rapport $\frac{L}{E}$ est de l'ordre de 0,4 km/MeV. L'expérience T2K est donc située sur la même oscillation que NO ν A mais ces deux expériences sont complémentaires car les méthodes de détection ainsi que les gammes d'énergie sont différentes.

Double Chooz

L'expérience Double Chooz est une expérience d'oscillations de neutrinos issus de réacteurs. Celle-ci se situe d'ailleurs à côté de la centrale nucléaire de Chooz dans les Ardennes françaises. Double Chooz est une expérience de seconde génération ayant comme objectif principal de déterminer la valeur de l'angle de mélange θ_{13} . A sa mise en place, l'expérience Double Chooz ne possédait pas de détecteur proche lui permettant d'estimer le flux d'antineutrinos. Les premiers résultats de Double Chooz ont donc utilisé une estimation du flux de neutrinos à partir de l'expérience BUGEY4 située

à proximité immédiate des réacteurs. Cependant, depuis le début de l'année 2015, Double Chooz possède son propre détecteur proche identique à son détecteur lointain. Le détecteur proche est situé à environ 410 m des réacteurs à une profondeur de 120 m équivalent eau tandis que le détecteur lointain est situé à environ 1050 m des réacteurs à une profondeur de 300 m équivalent eau. Basé sur un modèle de calorimétrie à scintillation liquide, chacun des détecteurs est composé de quatre cylindres concentriques. Le premier, représentant le volume actif de détection, est rempli avec 10 m³ de liquide scintillant dopé avec du Gadolinium pour la capture des neutrons. Un second cylindre situé autour est quant à lui rempli uniquement par du liquide scintillant permettant le marquage des gammas. Ces deux derniers sont encapsulés dans un troisième cylindre rempli avec de l'huile non scintillante et servant de tampon où sont justement placés les 390 photomultiplicateurs. Enfin, un dernier cylindre rempli avec 90 m³ de liquide scintillant permettant de marquer les muons passant à travers le détecteur où 78 autres photomultiplicateurs sont présents afin de pouvoir correctement identifier ce type d'évènements. Il est important de noter que les détecteurs proches et lointains diffèrent de par leurs blindages respectifs. En effet, tandis que le détecteur proche est entouré par 1m d'eau, le détecteur lointain est lui entouré par un blindage en acier de 15 cm d'épaisseur.

Les antineutrinos provenant des réacteurs sont détectés par désintégration bêta inverse qui a un seuil de déclenchement de l'ordre de 1,8 MeV. Le signal observé correspond alors à un signal rapide lié à la scintillation induit par le recul du positron suivi par l'observation de rayons gamma retardés (avec une énergie totale de l'ordre de 8 MeV) qui proviennent de la capture du neutron par le gadolinium.

L'expérience Double Chooz a été la première expérience à déterminer que l'angle θ_{13} n'était pas nul à un sigma de 2,9. Plus récemment, la collaboration a publié [52] une valeur de θ_{13} qui est quelque peu en tension avec ses propres résultats précédents ainsi que la valeur publiée par Daya Bay dont nous reparlerons juste après. De plus, la question d'un surplus d'évènements autour de 5MeV dans le spectre en énergie des neutrinos par rapport aux modèles couramment utilisés et corrélés avec la puissance des réacteurs reste en suspens. Cela a été notamment observé par les expériences Daya Bay et RENO qui cherchent à déterminer si ce surplus pourrait être du à la présence d'un neutrino stérile ou bien à une méconnaissance des modèles de réacteurs nucléaires.

Daya-Bay

L'expérience Daya Bay est une expérience de neutrinos issus de réacteurs basée en Chine, à 52 km au nord-est de Hong Kong sur le site de Daya Bay. Les antineutrinos de réacteurs que l'expérience cherche à détecter proviennent de quatre réacteurs situés sur le site de Ling Ao et de deux autres réacteurs situés sur le site de Daya Bay. L'expérience est composée de huit détecteurs identiques placés dans trois halls situés à des distances différentes des réacteurs nucléaires. En effet, un hall est situé près du site de Ling Ao et permet une mesure précise du flux venant des quatre réacteurs du site à l'aide des détecteurs présents qui sont à une distance d'environ 470 m à une profondeur de 265 m équivalent eau. Un deuxième hall est situé près du site de Daya Bay afin de mesurer précisément le flux des deux réacteurs de ce site à l'aide de deux détecteurs qui sont à une distance d'environ 363 m à une profondeur de 250 m équivalent eau. Enfin, un troisième hall est situé loin des réacteurs et comprend quatre détecteurs qui vont servir de détecteur lointain pour l'expérience Daya Bay. Ces quatre détecteurs sont situés à une profondeur de 860 m équivalent eau et à une distance respective de 1540 m et 1910 m du site de Ling Ao et du site de Daya Bay. De la même façon que l'expérience RENO et Double Chooz, tous les détecteurs de Daya Bay sont identiques et utilisent le même principe de détection. Un ensemble de cylindres concentriques remplis avec du liquide scintillant dopé au Gadolinium pour le premier, tandis que le second ne l'est pas et un dernier

volume servant de volume tampon où sont entreposés les dispositifs de détection, soit dans le cas de Daya Bay, 192 photomultiplicateurs.

Un signal type pour Daya Bay va alors correspondre à l'observation d'un signal rapide dû à l'interaction du positron dans le volume cible puis à l'observation d'un signal retardé suite à la capture du neutron par le Gadolinium présent dans le volume actif. Ainsi Daya Bay va être sensible à la disparition ou non des antineutrinos électroniques entre les réacteurs et le détecteur lointain.

Les résultats les plus récents de Daya Bay datent de 2016 avec l'obtention de la valeur la plus précise obtenue à ce jour de l'angle de mélange θ_{13} à partir des oscillations observées à l'aide de ces huit détecteurs (figure 1.7). De plus, la mesure de Δm_{ee}^2 , en accord avec celle de RENO, a permis d'obtenir la valeur la plus précise de Δm_{32}^2 à partir de la prise en compte de l'oscillation à trois saveurs. Enfin, comme cela a déjà été notifié auparavant, Daya Bay a aussi détecté la présence d'une contradiction entre les modèles du flux nucléaire des réacteurs par l'observation d'un surplus d'événements dans la zone autour de 5MeV pour le spectre en énergie des antineutrinos.

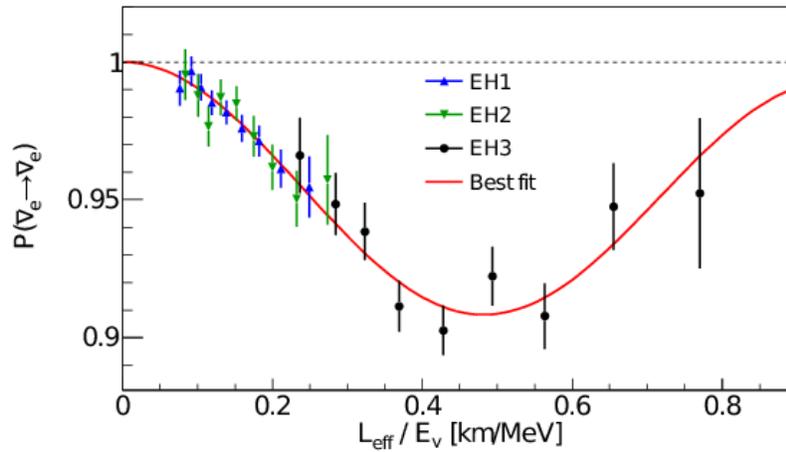


FIGURE 1.7: Probabilité de survie des neutrinos $\bar{\nu}_e$ issus de réacteurs nucléaires en fonction du rapport L/E obtenu avec les différents halls d'expérience de l'expérience Daya Bay [53]

RENO

RENO pour Reactor Experiment for Neutrino Oscillation est une expérience de neutrinos de réacteurs ayant pour objectif de mesurer l'angle de mélange θ_{13} . Celui-ci n'ayant pas pu être mesuré par les expériences de première génération, l'objectif des expériences de seconde génération comme RENO (ou Double Chooz et Daya Bay qui ont été présentés précédemment). RENO est d'ailleurs la première expérience de réacteurs à prendre des données avec deux détecteurs, proche et lointain, identiques. Le détecteur proche, situé à une distance de 294 m et à une profondeur de 120 m équivalent eau, permet une mesure du flux d'antineutrinos tandis que le détecteur lointain, situé à une distance de 1383 m et à une profondeur de 450 m équivalent eau, permet l'observation des oscillations de neutrinos. Les deux sont constitués d'un cylindre de 140 cm de rayon pour 320 cm de hauteur pour un volume total de 18,7 m³ rempli avec du liquide scintillant dopé au Gadolinium. Un total de 354 photomultiplicateurs entoure ce premier cylindre et le tout est plongé dans du liquide scintillant permettant le marquage gamma par le biais de 67 autres photomultiplicateurs.

Le principe de détection est identique à celui de Double Chooz. En effet, RENO permet d'identifier le passage d'un antineutrino à l'aide de la désintégration bêta inverse qui permet d'avoir un signal rapide suivi ensuite d'un signal retardé lié à la capture du neutron par le Gadolinium et l'émission de gammas avec une énergie totale aux alentours de 8 MeV.

La première mesure de θ_{13} par RENO date de 2012 mais récemment, RENO a publié de nouveaux résultats. La nouvelle mesure de θ_{13} est plus précise et c'est la première fois qu'une valeur de Δm_{ee}^2 est obtenue à partir de neutrinos issus de réacteurs nucléaires [54]. Cette différence de masse au carré Δm_{ee}^2 est en réalité une combinaison linéaire de Δm_{31}^2 et Δm_{32}^2 ($\Delta m_{ee}^2 \equiv \cos^2\theta_{12}\Delta m_{31}^2 + \sin^2\theta_{12}m_{32}^2$) si on regarde la probabilité de survie des antineutrinos à de si courtes distances [55]. De plus, comme l'expérience Double Chooz et Daya Bay, RENO a aussi détecté un excès d'événements autour de 5 MeV dans le spectre en énergie des neutrinos.

Résumé des paramètres d'oscillation

Toutes ces expériences d'oscillation des neutrinos ont pu prouver que le neutrino était bien une particule massive composée de trois états de saveurs et de trois états propres de masse. Cependant, ce type d'expérience n'est pas en mesure de déterminer leur masse absolue. En effet, les expériences d'oscillation ne peuvent contraindre que les différences de masse au carré de deux états propres de masse Δm_{ij}^2 ainsi que les angles de mélange de la matrice PMNS θ_{ij} .

La plupart de ces paramètres sont aujourd'hui connus avec des mesures sans cesse affinées au fur et à mesure des nouvelles générations de détecteur. Cependant, deux paramètres restent encore indéterminés, à savoir le signe de Δm_{32}^2 ainsi que le degré de violation de CP. D'ailleurs, l'incertitude sur le signe de Δm_{32}^2 ne permet pas, encore aujourd'hui, de trancher sur la hiérarchie du spectre de masse des neutrinos. En effet, seul le signe de Δm_{21}^2 a pu être déterminé expérimentalement grâce aux expériences de type neutrinos solaires, notamment l'expérience SNO. Par l'identification de l'effet MSW sur ces neutrinos, on sait que $\Delta m_{21}^2 > 0$. De plus, les expériences d'oscillation ont aussi pu conclure sur le fait que $\Delta m_{23}^2 \gg \Delta m_{12}^2$, donc si on introduit le paramètre Δm^2 tel que $\Delta m^2 = m_3^2 - \frac{[m_2^2 + m_1^2]}{2}$, trois hiérarchies du spectre de masse des neutrinos sont possibles (figure 1.8) :

1. La hiérarchie de masse normale (NH) avec $m_1 < m_2 \ll m_3$ entraînant $\Delta m^2 > 0$.
2. La hiérarchie de masse inverse (IH) avec $m_3 \ll m_1 < m_2$ entraînant $\Delta m^2 < 0$.
3. La hiérarchie de masse dégénérée dans le cas où les états de masse sont quasi dégénérés avec des valeurs propres de masse très grande par rapport à leur différence de masse ($m_1 \approx m_2 \approx m_3 \gg \Delta m^2, \Delta m_{21}^2$)

Les plus récentes valeurs des paramètres d'oscillation obtenues à l'aide des dernières générations de détecteurs présentées précédemment sont reportées dans le tableau 1.3

Tandis que la première génération de détecteur est en train de connaître son épilogue, les détecteurs de troisième génération se développent très vite. La recherche de la hiérarchie du spectre de masse des neutrinos va être le point central d'expériences comme ORCA [57], PINGU [58], INO [59] ou même JUNO [60] avec des premières prises de données prévues au début des années 2020.

Cependant, comme énoncé un peu plus haut, les expériences d'oscillations des neutrinos ne peuvent pas déterminer la masse absolue du neutrino. D'autres types d'expériences ont du être développées pour essayer d'accéder à cette mesure comme nous allons le voir dans la prochaine partie.

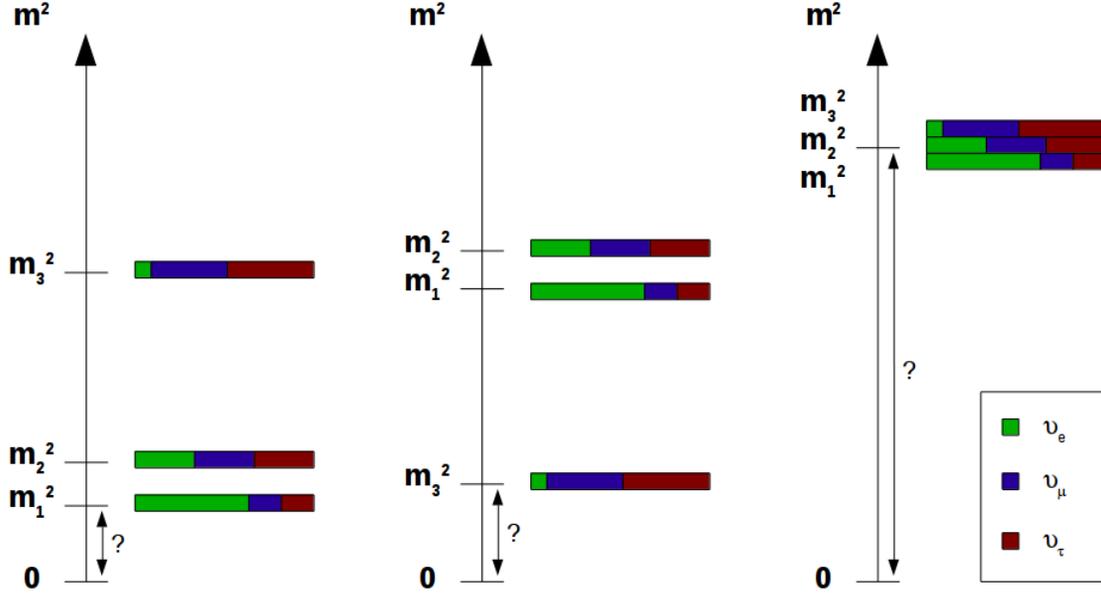


FIGURE 1.8: Représentation respectives des hiérarchies normale, inverse et dégénérée du spectre de masse des neutrinos.

Paramètre	Valeur	
	$\Delta m^2 > 0$ (NH)	$\Delta m^2 < 0$ (IH)
$\sin^2(\theta_{12})$	$0,297^{+0,17}_{-0,16}$	
$\sin^2(\theta_{23})$	$0,443^{+0,034}_{-0,022}$	$0,575^{+0,024}_{-0,038}$
$\sin^2(\theta_{13})$	$0,0217^{+0,0010}_{-0,0011}$	$0,0219^{+0,0009}_{-0,0011}$
Δm_{21}^2	$7,37^{+0,17}_{-0,16} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$	
$ \Delta m^2 $	$(2,50 \pm 0,04) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	$(2,46^{+0,05}_{-0,04}) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$
δ/π	$1,39^{+0,26}_{-0,18}$	$1,39^{+0,25}_{-0,22}$

TABLE 1.3: Meilleures valeurs actuelles des paramètres d'oscillation des neutrinos depuis un ajustement global de différentes mesures. Les résultats sont donnés avec une incertitude de 1σ et selon la hiérarchie de masse [56].

1.3.4 Techniques de mesures de masse

Comme il a été noté dans la section précédente, les mesures d'oscillations ne permettent d'accéder qu'aux différences de masse au carré entre les différents états propres de masse du neutrino. Pour accéder à sa masse absolue, trois méthodes sont possibles :

- L'observation du spectre en énergie des particules β faisant suite à une désintégration β ou bien à un phénomène de capture électronique. On parle dans ce cas de mesures directes.
- L'analyse des données astrophysiques/cosmologiques. On parle alors de mesure indirecte.
- L'observation de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos. On parle aussi de mesures indirectes qui sont uniquement possibles dans le cas d'un neutrino de Majorana.

Dans la suite de cette section, on distinguera les deux types de mesures, à savoir directe et indirecte.

1.3.4.1 Mesures directes

 Mesure directe de décroissance β simple

Les mesures directes de la masse des neutrinos s'appuient uniquement sur la cinématique de la désintégration considérée en se basant sur le principe de conservation de l'impulsion-énergie. En effet, lors d'une désintégration radioactive de type β , l'énergie disponible Q_β de la réaction est partagée entre le neutrino et la particule β émise. La fin du spectre en énergie de la particule β correspond alors au cas particulier où l'énergie cinétique du neutrino est nulle. Cela signifie que l'énergie maximale emportée par la particule β va correspondre à $Q_\beta - m_\beta c^2$ (figure 1.9) où m_β représente la masse effective du neutrino électronique tel que :

$$m_\beta = \sqrt{\sum_{i=1}^3 |U_{ei}|^2 m_i^2} = \sqrt{c_{12}^2 c_{13}^2 m_1^2 + s_{12}^2 c_{13}^2 m_2^2 + s_{13}^2 m_3^2} \quad (1.3.30)$$

où les termes c_{ij} et s_{ij} représentent les paramètres de mélanges définis à l'équation 1.3.16.

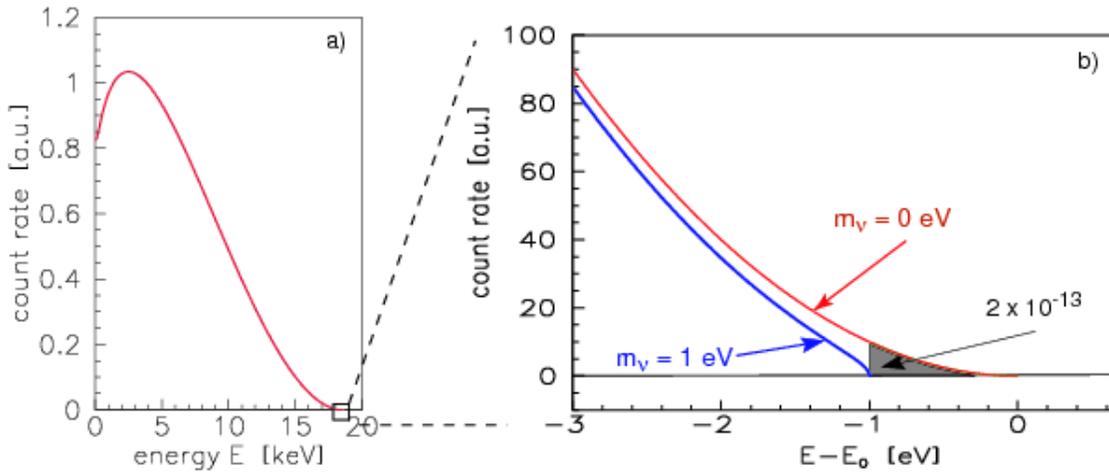


FIGURE 1.9: Spectre en énergie de l'électron issu de la décroissance β du tritium (a) et agrandissement de la fin du spectre sur laquelle la masse du neutrino influe (b).

Dans la région en énergie proche de la valeur de Q_β , le nombre d'évènements attendus est extrêmement faible. Néanmoins, la statistique peut être améliorée en étudiant une transition dont l'énergie disponible est particulièrement faible. En effet, le nombre d'évènements attendus dans la zone $[Q_\beta - m_\beta c^2 ; Q_\beta]$ est inversement proportionnel à l'énergie de la transition. Il faut donc avoir une énergie disponible Q_β la plus faible possible. Avec ce critère, deux isotopes deviennent intéressants :



Les études portant sur la désintégration du tritium sont très intéressantes de par l'énergie de transition Q_β faible et une durée de vie suffisamment courte afin de pouvoir maximiser le nombre de désintégrations. La méthode utilisée pour le tritium est une méthode électrostatique. Les électrons sortant de la source sont guidés magnétiquement vers un spectromètre de type MAC-E-Filters²

2. Magnetic Adiabatic Collimation combined with an Electrostatic Filter

qui agit comme un filtre passe-haut en énergie. Au début des années 2000, les expériences MAINZ et TROITZK ont permis grâce à cette méthode d'obtenir une limite sur m_β tel que $m_\beta < 2,3$ eV³[61][62].

L'expérience KATRIN [63], sur le même principe de détection que les deux expériences précédentes, a acquis ses premières données au début de l'année de 2017 au Karlsruhe Institute of Technology. L'objectif de KATRIN est de gagner un ordre de grandeur sur la masse du neutrino pour atteindre une sensibilité de l'ordre de 0,2 eV.

Une nouvelle approche de détection est aussi en train de voir le jour avec l'expérience PROJECT8 [64] basée sur une méthode cyclotron à partir de la désintégration du tritium. L'idée consiste à détecter le rayonnement cyclotron des électrons émis lors de leur accélération par un champ magnétique pour ainsi remonter à leur énergie cinétique. L'objectif de PROJECT8 est d'atteindre une sensibilité de 2 eV à 90% d'indice de confiance avant 2020 puis d'atteindre au final une sensibilité de l'ordre de 0,1 eV.

Concernant les études sur la décroissance du rhénium, la valeur de Q_β extrêmement faible est très avantageuse pour contraindre la masse du neutrino. En revanche, étant donné la structure électronique compliquée de ce type de noyaux lourds associés à une durée de vie particulièrement longue, il est indispensable d'avoir une technique de détection précise avec une efficacité de détection maximale. C'est la raison pour laquelle ce type de décroissance est étudiée à l'aide de bolomètres composés de rhénium afin de garantir une efficacité de détection maximale comme l'expérience MIBETA de Milan par exemple [65]. Cependant, ce type d'étude n'a pu fournir qu'une limite de 15 eV (à 90% I.C) sur la masse du neutrino, ce qui n'est pas compétitif par rapport aux mesures tritium. C'est la raison pour laquelle des expériences comme ECHo [66], HOLMES [67] ou NuMECS [68] se sont dirigées vers l'étude des électrons de conversion provenant de l'holmium 163 à l'aide, toujours, de détecteurs cryogéniques. L'objectif de ce type d'expérience est d'atteindre une sensibilité meilleure que l'eV au début des années 2020.

Mesure directe de décroissance des pions et des leptons τ

De la même façon que pour le neutrino électronique, il est possible d'accéder directement à la masse du neutrino muonique à partir de de la désintégration du pion :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.3.33)$$

En effet, si les masses du pion et du muon sont connues avec précision, la mesure de la quantité de mouvement du muon émis par un spectromètre magnétique haute résolution permet de remonter à la masse du neutrino muonique à partir de la relation suivante :

$$m_{\nu_\mu}^2 = m_\pi^2 + m_\mu^2 - 2m_\pi \sqrt{m_\mu^2 + p_\mu^2} \quad (1.3.34)$$

Une expérience de ce type a eu lieu en 1995 au Paul Scherrer Institute, permettant de placer une limite sur la masse du neutrino muonique tel que $m_{\nu_\mu} < 170$ keV⁴[69].

Une limite sur la masse du neutrino tauique a aussi pu être déterminée à partir de la décroissance du tau :

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau + W^- \quad (1.3.35)$$

3. Pour un indice de confiance (IC) de 95%

4. Pour un indice de confiance (IC) de 90%

Expérimentalement, ce type de mesures a pu être possible au CERN sur le LEP (Large Electron Positron) à partir de canaux de décroissance choisis avec soin afin de ne pas faire intervenir d'autres types de neutrinos issus de la désintégration du W^- . La meilleure limite obtenue correspond à celle mesurée par l'expérience ALEPH installée sur le LEP en 1998 tel que $m_{\nu_\tau} < 18,2 \text{ MeV}$ ⁵ [70].

1.3.4.2 Mesures indirectes

Observation Supernova SN 1987A

L'explosion de la supernova SN 1987A a été observée sur Terre le 24 février 1987. Suite à la fin de vie d'une étoile, celle-ci s'effondre sous son poids jusqu'à former une étoile à neutrons entraînant l'émission d'un flux intense de neutrinos. L'effondrement se poursuit jusqu'à entraîner une explosion de l'étoile en supernova. Le point important à noter, est que l'émission des neutrinos a précédé l'émission de lumière due à la supernova. D'ailleurs, plusieurs détecteurs terrestres ont observé un sursaut d'évènements dans un temps d'une dizaine de secondes. Sachant que pour une particule massive, le temps de vol d'une particule dépend de son énergie, il a été possible à partir de l'étalement du temps d'arrivée des neutrinos de contraindre leur masse. Les dernières analyses, datant de 2002 aboutissent à une limite sur la masse du neutrino électronique $m_{\nu_e} < 5,7 \text{ eV}$ avec un intervalle de confiance de 90% [71].

Analyse du fond diffus cosmologique

L'analyse du fond diffus cosmologique (CMB) et de ses anisotropies (figure 1.10a) à également permis de contraindre la masse des neutrinos. Le CMB correspond au rayonnement fossile de l'Univers, émis quelques instants après le Big Bang lors du découplage de la matière et des photons. Aujourd'hui, il s'apparente à l'émission d'un corps noir de 2,73 K globalement homogène. Cependant, à partir de la carte du CMB, on constate la présence de fluctuations de l'ordre de 10^{-5} K qui sont une image des anisotropies présentes lors de la formation de l'Univers et sont donc riches en enseignement. D'ailleurs, l'analyse du spectre de puissance du CMB (figure 1.10b) réalisée par WMAP puis Planck plus récemment ont permis d'observer l'impact des neutrinos reliques émis lors de ce découplage entre matière et photons. Ainsi les derniers résultats en date, à partir des données du détecteur PLANCK [72], ont permis de placer une limite sur la somme des états de masse du neutrino de telle sorte que :

$$\sum_{i=1}^3 m_i < 0,126 \text{ eV} \quad (1.3.36)$$

Décroissance double bêta sans émission de neutrinos

La décroissance double bêta est un processus particulier de l'interaction faible, faisant intervenir simultanément deux décroissances β simples dans un même noyau. Celle-ci intervient lorsque la désintégration β simple est interdite d'un point de vue énergétique. La désintégration avec l'émission de deux neutrinos est permise par le Modèle Standard et a d'ailleurs été déjà observée pour plusieurs noyaux. Cependant, la décroissance double bêta sans émission de neutrinos est interdite par le Modèle standard car entraînant une violation du nombre leptonique de deux unités. Tout cela sera détaillé dans la section 1.4. L'observation de ce type de désintégration prouverait que le neutrino est bien une particule de Majorana avec une masse effective de Majorana $m_{\beta\beta}$ telle que :

5. Pour un indice de confiance (IC) de 95%

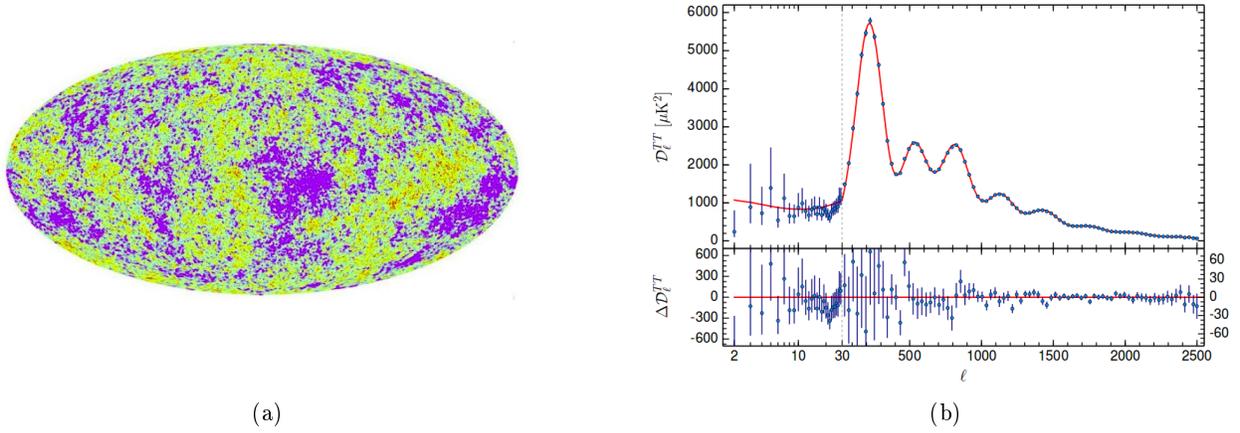


FIGURE 1.10: Carte céleste de l’anisotropie en température du fond diffus cosmologique mesurée par Planck (a). Spectre de puissance représentant la décomposition en harmoniques sphériques pour ces fluctuations angulaires (b) [73].

$$m_{\beta\beta} = \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i = c_{12}^2 c_{13}^2 m_1 + s_{12}^2 c_{13}^2 m_2 + s_{13}^2 m_3 \quad (1.3.37)$$

La figure 1.11 montre les différentes régions autorisées pour $m_{\beta\beta}$ en fonction de la masse du neutrino le plus léger (m_1 ou m_3) suivant la hiérarchie de masse considérée. La détermination de $m_{\beta\beta}$ est donc une indication de la hiérarchie du spectre de masse des neutrinos.

1.4 Décroissance double bêta

La décroissance double bêta est un processus du second ordre de la désintégration faible. Elle s’apparente à deux décroissances bêta simples simultanées qui lorsqu’elles sont accompagnées par l’émission de neutrinos sont autorisées par le Modèle Standard. Ce type de radioactivité a d’ailleurs été observé expérimentalement par plusieurs expériences avec des durées de vie extrêmement longues (de l’ordre de 10^{18} à 10^{21} ans). Il s’agit du processus physique le plus rare jamais observé à ce jour.

Les expériences d’oscillations de ces dernières années ont pu démontrer que le neutrino était bien une particule massive. Cependant, ce type d’expériences est dans l’incapacité de pouvoir déterminer la nature du neutrino c’est-à-dire de savoir si c’est une particule de Dirac ($\nu \neq \bar{\nu}$) ou une particule de Majorana ($\nu = \bar{\nu}$). Le seul processus pouvant répondre à cette question est la double désintégration bêta sans émission de neutrinos.

De la même façon que la décroissance β simple peut être décomposée en deux différents processus (β^+ ou β^-), les deux types de décroissance double bêta peuvent être décomposés en quatre processus physiques différents, à savoir la décroissance $\beta^-\beta^-$ et les trois autres combinaisons possibles de décroissance β^+ et de capture électronique ϵ ($\beta^+\beta^+$, $\beta^+\epsilon$ et $\epsilon\epsilon$). Dans le cadre de ce manuscrit, seule la décroissance $\beta^-\beta^-$ sera considérée et nous utiliserons la notation simplifiée $\beta\beta$.

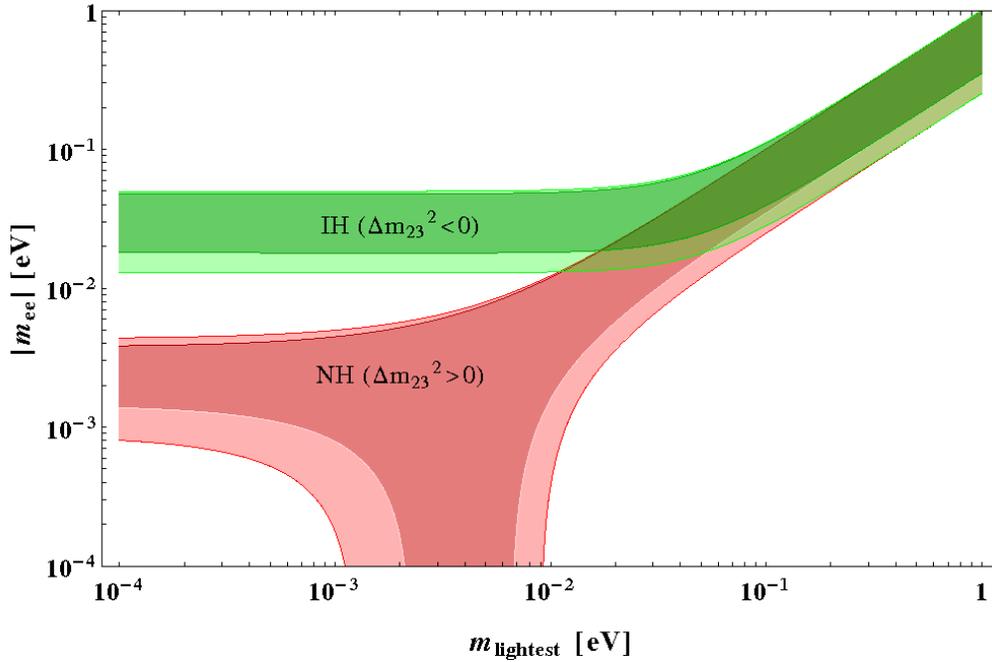


FIGURE 1.11: Masse effective de Majorana $m_{\beta\beta}$ possible en fonction de la masse du neutrino le plus léger pour les différentes hiérarchies de masse considérées : hiérarchie normale (NH), hiérarchie inverse (IH) et hiérarchie dégénérée qui correspond au recouvrement des deux spectres.

1.4.1 Décroissance double bêta avec émission de neutrinos

La décroissance double bêta avec émission de neutrinos a été formulée pour la première fois en 1935 par Goeppert-Mayer [74] et observée indirectement ensuite par Till Kirsten et Oliver Schaeffer en 1968 à partir de mesures isotopiques du Xénon contenue dans des météorites [75]. Depuis, de nombreuses mesures sur différents noyaux ont pu être effectuées (voir tableau 1.4). Cette décroissance correspond à un processus nucléaire isobarique résultant de la transformation simultanée de deux neutrons d'un même noyau en deux protons entraînant l'émission de deux électrons et de deux antineutrinos ($\beta\beta 2\nu$). Ce processus est représenté sur la figure 1.12a et décrit par l'équation suivante :



Expérimentalement, étant donné que seule la détection des électrons est possible, le spectre de l'énergie totale associée à cette désintégration correspond à un spectre continu dont le maximum est situé à l'énergie totale disponible $Q_{\beta\beta}$ (figure 1.13).

Ce type de décroissance n'est possible que si la désintégration par émission d'un β simple est interdite énergétiquement. Ce type de configuration s'explique par la structure pair-pair du noyau qui par le biais de l'effet d'appariement, présent dans la formule de Bethe–Weizsäcker, va abaisser le niveau d'énergie de l'état fondamental du père. La décroissance double bêta n'est possible donc qu'avec des noyaux pair-pair. De plus, la décroissance bêta simple peut être défavorisée dans le cas d'une trop grande différence de moment angulaire entre l'état initial et l'état final, ce qui a pour conséquence de favoriser le processus $\beta\beta$ comme dans le cas du ^{48}Ca par exemple.

Le temps de demi-vie de ce processus est donné par le taux de transition suivant :

Isotope	Expérience(s)	$T_{1/2}^{2\nu}$ (ans)
^{48}Ca	NEMO3	$4,4_{-0,4}^{+0,5} \pm 0,4 \times 10^{19}$
^{76}Ge	GERDA	$1,926 \pm 0,094 \times 10^{21}$
^{82}Se	NEMO 3	$9,6 \pm 0,3 \pm 1,0 \times 10^{19}$
^{96}Zr	NEMO 3	$2,35 \pm 0,14 \pm 0,16 \times 10^{19}$
^{100}Mo	NEMO 3	$6,93 \pm 0,04 \times 10^{18}$
^{116}Cd	NEMO3	$2,8 \pm 0,1 \pm 0,3 \times 10^{19}$
^{130}Te	NEMO3	$0,70 \pm 0,09 \pm 0,11 \times 10^{21}$
^{136}Xe	EXO-200	$2,165 \pm 0,016 \pm 0,059 \times 10^{21}$
^{150}Nd	NEMO3	$9,11_{-0,22}^{+0,25} \pm 0,63 \times 10^{18}$

TABLE 1.4: Mesures les plus précises établies pour différents isotopes $\beta\beta$ sur la demi-vie $T_{1/2}^{2\nu}$ du processus $\beta\beta 2\nu$. Les premières erreurs correspondent aux erreurs statistiques et sont suivies des erreurs systématiques. Les limites sont données à 90 % d'I.C [76].

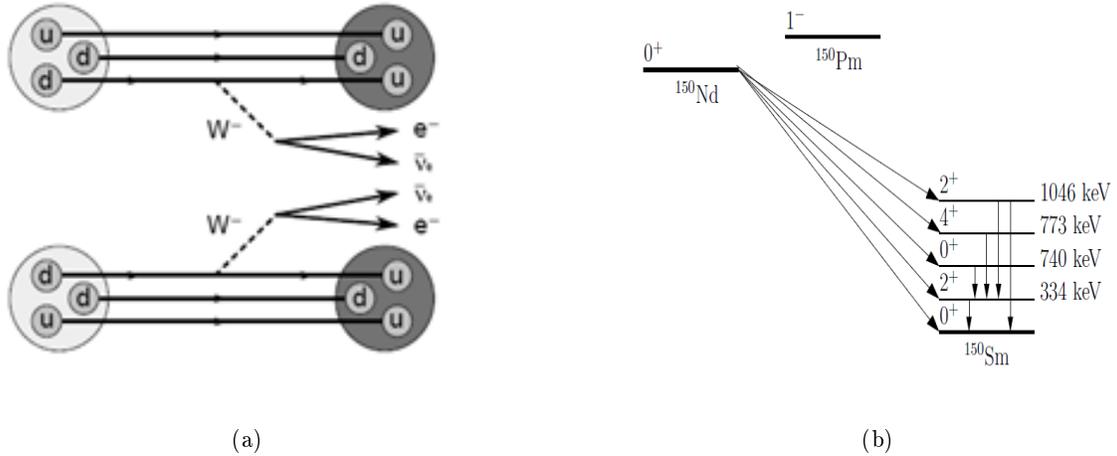


FIGURE 1.12: Diagramme de Feynman de la décroissance double bêta avec émission de neutrinos (a) et schéma de décroissance $\beta\beta$ du ^{150}Nd (b).

$$\frac{1}{T_{1/2}^{2\nu}} = G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) \left| \frac{M^{2\nu}}{m_e} \right|^2 \quad (1.4.2)$$

avec :

- $G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ le facteur d'espace de phase (voir section 1.4.3) dépendant de l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ ainsi que du numéro atomique Z de l'élément considéré.
- $M^{2\nu}$ l'élément de matrice nucléaire correspond à la décroissance (voir section 1.4.4).
- m_e la masse de l'électron.

La connaissance de la demi-vie de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ va se révéler indispensable dans l'étude des décroissances double bêta sans émission de neutrinos. En effet, comme nous le verrons dans la suite de ce manuscrit, la décroissance $\beta\beta 2\nu$ représente le bruit de fond ultime pour les expériences à la recherche de la décroissance $\beta\beta 0\nu$. De plus, la connaissance de ce paramètre permet de contraindre les calculs des éléments de matrices nucléaires qui sont ensuite utilisés pour la $\beta\beta 0\nu$.

Bien évidemment, comme dans le cas d'une décroissance β simple, la décroissance $\beta\beta$ peut

se faire vers des états excités du noyau fils (figure 1.12b) entraînant l'émission d'un ou plusieurs rayonnements gamma.

1.4.2 Décroissance double bêta sans émission de neutrinos

Dans le cadre de la théorie de Majorana suggérant un neutrino identique à son antiparticule, Furry est le premier, en 1939, à établir la possible existence d'une décroissance double bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$) [77] s'écrivant comme suit :



Expérimentalement, étant donné que toute l'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$ est emportée par les électrons, la détection de ces deux derniers va correspondre à un pic d'énergie centré sur la valeur de $Q_{\beta\beta}$ (figure 1.13). Il est à noter que tous les émetteurs $\beta\beta 2\nu$ sont des potentiels émetteurs $\beta\beta 0\nu$.

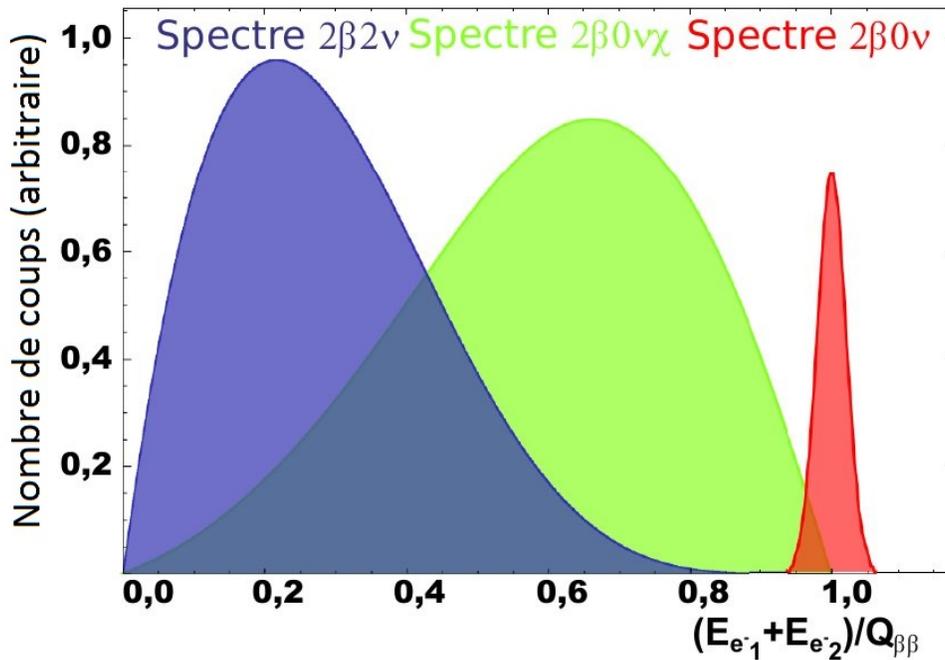


FIGURE 1.13: Représentation schématique de la somme de l'énergie des deux électrons émis (E_{e_1} et E_{e_2}) lors des décroissances double bêta avec émission de neutrinos, sans émission de neutrinos et dans le cas d'une émission d'une autre particule telle que le Majoron χ . $Q_{\beta\beta}$ représente l'énergie de transition.

Ce processus est interdit par le Modèle Standard car il viole la conservation du nombre leptonique total de deux unités conséquence du fait que le neutrino est une particule de Majorana. De plus, cette transition n'est possible que dans le cas d'un neutrino de Majorana massif. Nous allons voir par la suite quels sont les différents échanges possibles permettant la double décroissance bêta sans émission de neutrinos.

Echange de neutrino léger par courant gauche

La décroissance $\beta\beta 0\nu$ par l'échange d'un neutrino gauche léger de Majorana correspond à ce que l'on appelle aussi le mécanisme de masse [78]. Dans ce cas, l'antineutrino émis au premier vertex, à la manière d'une décroissance β simple, est absorbée dans le second vertex (équation 1.4.4 et figure 1.14). Cela n'est possible que si le neutrino est sa propre antiparticule ($\nu = \bar{\nu}$), c'est à dire une particule de Majorana. De plus, afin de permettre un couplage par courant gauche (V-A) entre le neutrino et le quark, le neutrino doit obligatoirement être massif afin que le renversement d'hélicité par transformation de Lorentz soit possible. La désintégration peut alors se résumer par ces deux équations :

$$\begin{aligned} n & \xrightarrow{V-A} p^+ + e_L^- + \bar{\nu}_{eR} \\ \nu_{eL} + n & \xrightarrow{V-A} p^+ + e_L^- \end{aligned} \quad (1.4.4)$$

Dans ce cas, le neutrino virtuel échangé est massif, ce qui implique la présence d'un terme de masse dans le calcul du taux de transition de la décroissance. Ainsi, la demi-vie de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ va dépendre d'un terme de masse supplémentaire de telle sorte que :

$$\frac{1}{T_{1/2}^{0\nu}} = G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |M^{0\nu}|^2 \left| \frac{m_{\beta\beta}}{m_e} \right|^2 \quad (1.4.5)$$

avec :

- $G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ le facteur d'espace de phase (section 1.4.3) pour la transition $\beta\beta 0\nu$ en sachant que $G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) \neq G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$.
- $M^{0\nu}$ l'élément de matrice nucléaire correspond à la décroissance (section 1.4.4) en sachant que $M^{0\nu} \neq M^{2\nu}$.
- $m_{\beta\beta}$ la masse effective du neutrino de Majorana comme défini à l'équation 1.3.37.
- m_e la masse de l'électron.

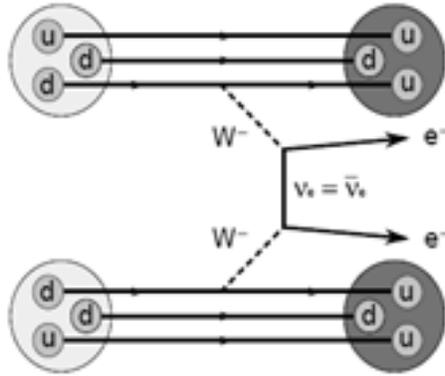


FIGURE 1.14: Diagramme de Feynman de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos.

Echange de neutrino léger par courant droit

Dans le cas d'un échange de neutrino léger par courant droit, le renversement d'hélicité n'est plus une obligation (équation 1.4.6). Cependant, la condition d'un neutrino massif doit toujours être

respectée afin de garantir l'orthogonalité entre les états propres de masse et de saveur [79]. Ce type de mécanisme peut être résumé de la sorte :

$$\begin{array}{l} n \xrightarrow{V-A} p^+ + e_L^- + \bar{\nu}_{e_R} \\ \nu_{e_R} + n \xrightarrow{V+A} p^+ + e_R^- \end{array} \quad (1.4.6)$$

Dans cette hypothèse, l'expression du taux de transition de la décroissance va dépendre de toutes les combinaisons de courants droits et gauches possibles, l'exemple présenté n'étant qu'un cas parmi d'autres. Le taux de transition sera donc composé des différents facteurs d'espace de phase ou d'éléments de matrice nucléaire propres à chacune des interactions.

La discrimination entre les deux derniers processus que nous venons de voir (par courant gauche ou courant droit) est possible expérimentalement si on arrive à accéder à l'énergie des particules ainsi qu'à leur angle d'émission. En effet, si on regarde les équations 1.4.4 et 1.4.6, on constate que l'hélicité des électrons émis dans l'état final est différente. Si les électrons ont une hélicité identique, l'émission aura une tendance préférentielle à se faire dans des directions opposées afin de garantir une hélicité totale nulle. Dans le cas inverse, l'émission dans une même direction sera privilégiée. C'est la raison pour laquelle les expériences permettant de reconstruire les traces de particules sont indispensable pour discriminer les différents processus d'émission.

Echange de neutrino avec émission de Majoron

La double désintégration bêta sans émission de neutrinos est possible dans le cas où le neutrino est une particule de Majorana. Le nombre leptonique total n'est alors pas conservé (violation de deux unités) entraînant une brisure de la symétrie B-L⁶. Une autre extension du Modèle Standard prévoit la brisure spontanée de symétrie globale entraînant l'existence d'un boson de Goldstone, appelé aussi majoron χ [80]. Ainsi, la décroissance $\beta\beta\nu\chi$ peut s'écrire de la sorte :

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + \chi \quad (1.4.7)$$

Dans ce cas, le nombre leptonique associé au majoron est de deux unités afin de rétablir la conservation de la symétrie globale.

Ce mécanisme va pouvoir être discriminé au niveau du spectre en énergie totale des deux électrons. En effet, la présence du majoron, qui ne peut pas être détecté, va entraîner une perte d'information sur l'énergie de la transition $Q_{\beta\beta}$ selon une forme bien définie (figure 1.13). De plus, il est important de noter que certains modèles prévoient l'émission simultanée de plusieurs majorons entraînant des changements spécifiques sur le spectre en énergie total attendu des électrons.

Modèle supersymétrique

Les théories de supersymétrie (notée SUSY) sont des théories de symétrie d'espace-temps établies pour répondre aux questions ouvertes auxquelles le Modèle Standard ne peut pas répondre. Elles sont capables d'intégrer des mécanismes autorisant la décroissance double bêta sans émission de neutrinos [81]. Le processus peut alors être décrit par l'échange d'un gluino ou d'un neutralino massif à la place du neutrino virtuel vu auparavant. De la même manière que pour les autres mécanismes, celui-ci n'est possible qu'avec un neutrino de Majorana.

6. Différence entre les nombres baryonique B et leptonique L

1.4.3 Facteur d'espace de phase

Le facteur d'espace de phase correspond au nombre de configurations accessibles aux leptons dans l'état final. Celui-ci peut se calculer facilement à l'aide de l'approximation de Rosen-Primakov sur laquelle on vient appliquer des corrections afin de prendre en compte de manière plus réaliste les effets coulombiens. L'approximation de Rosen-Primakov se base sur l'introduction d'effets coulombiens entre les électrons et le noyau dans une approche non relativiste et en négligeant la taille finie du noyau. Cela permet d'obtenir une formulation analytique polynomiale des facteurs de phase qui vont être dépendants à la fois de l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ et du numéro atomique Z du noyau considéré.

A la suite de cela, comme explicité juste avant, des corrections (pouvant varier d'un facteur 1 à 8 en fonction du noyau considéré) sont appliquées afin de prendre en compte dans les effets coulombiens la propagation relativiste des électrons dans le champ électrostatique d'un noyau de taille finie.

Le tableau 1.5 présente le facteur de phase des isotopes $\beta\beta$ étudiés expérimentalement pour les décroissances $\beta\beta 0\nu$ et $\beta\beta 2\nu$.

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

TABLE 1.5: Espace de phase d'isotopes $\beta\beta$ pour les décroissances $\beta\beta 0\nu$ et $\beta\beta 2\nu$ [82].

1.4.4 Éléments de matrice nucléaires

Les éléments de matrice représentent le recouvrement des fonctions d'ondes entre l'état initial et l'état final permettant d'évaluer la probabilité d'une transition nucléaire. Les calculs d'éléments de matrice nucléaire ne peuvent pas être effectués de manière analytique et exacte. C'est la raison pour laquelle des modèles théoriques de structure nucléaire sont utilisés par le biais de méthodes itératives permettant une résolution numérique des éléments de matrice nucléaires. Différentes méthodes de calcul peuvent être utilisées afin de les déterminer. Les plus connues sont les suivantes :

- Le Modèle en couches (Nuclear Shell Model) [83].
- Le Quasiparticle Random Phase Approximation (QRPA) et sa version renormalisée (RQRPA) [84].
- L'Interacting Boson Model (IBM) [85].
- Le Projected-Hartree-Fock-Bogoliubov model (PHFB) [86].
- La Energy Density Functional (EDF) [87].

Cependant, comme on peut le voir sur la figure 1.15, les résultats obtenus pour différents isotopes $\beta\beta$ sont très dépendants du modèle utilisé. On peut constater jusqu'à des facteurs 3 d'écart entre les différents modèles pour un isotope donné. Ce type de différence explique pourquoi les résultats

concernant la double décroissance bêta sont toujours donnés avec un encadrement des valeurs afin de tenir compte de ce type d'incertitudes liées aux modèles.

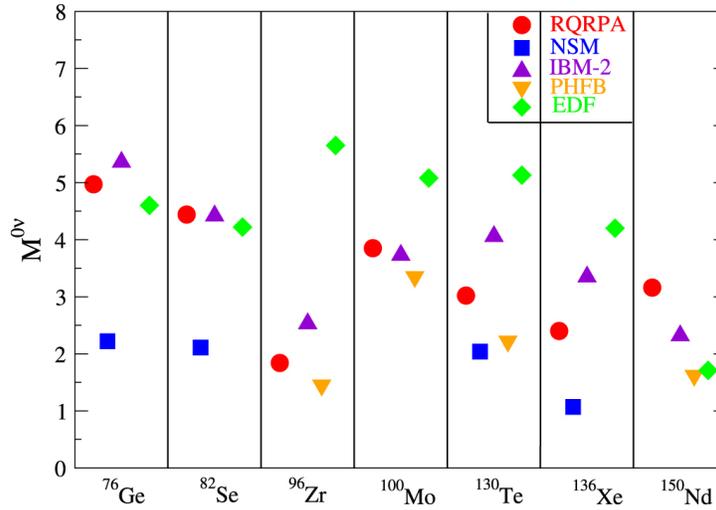


FIGURE 1.15: Résultats des calculs d'éléments de matrice nucléaires pour différents noyaux émetteurs $\beta\beta$ selon différents modèles nucléaires [88].

1.4.5 Mesure de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos

Sensibilité d'une expérience double bêta

La particularité des expériences de décroissance double bêta est de rechercher un signal faible (processus extrêmement rare de l'ordre de 10^{25} ans) à une énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ correspondant à l'isotope étudié. A cela s'ajoute la difficulté de ne pas confondre le signal attendu avec le bruit de fond de la radioactivité naturelle, qui se situe dans les gammes d'énergie de $Q_{\beta\beta}$, et le bruit de fond ultime de ce type d'expérience, à savoir les désintégrations $\beta\beta 2\nu$. Pour chaque expérience, il est possible d'estimer la sensibilité de celle-ci à la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu}$ de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ à partir de la relation suivante :

$$T_{1/2}^{0\nu} > \frac{\ln(2) N_A \epsilon}{A k_{IC}} \sqrt{\frac{m t}{N_{bdf} R}} \quad (1.4.8)$$

avec :

- N_A le nombre d'Avogadro ($\sim 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$).
- ϵ l'efficacité de détection pour les événements $\beta\beta 0\nu$.
- A la masse atomique de l'isotope $\beta\beta$ considéré.
- k_{IC} le facteur d'indice de confiance (1,64 à 90 % I.C).
- m la masse d'isotope présente dans le détecteur.
- t le temps d'exposition de l'expérience⁷.
- N_{bdf} le nombre de bruit de fond attendu par keV, kg et par an.
- R la résolution en énergie FWHM⁸ en keV du détecteur à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$.

7. NB : On parlera parfois directement d'exposition (en kg.an) qui est tout simplement le produit de la masse et du temps d'exposition

8. Full Width at Half Maximum

Chacune des expériences recherchant la décroissance $\beta\beta 0\nu$ tient compte de ces différents paramètres afin de tendre vers la meilleure sensibilité possible. Nous allons voir quels sont les choix possibles pour améliorer cette sensibilité.

Considérations théoriques

Au niveau expérimental, plus la demi-vie de la décroissance sera court, plus il sera facile de mettre en évidence cette décroissance pour une masse d'isotope fixée.

Dans le cas de la désintégration $\beta\beta 0\nu$, nous avons vu précédemment (voir équation 1.4.5) que la demi-vie dépendait d'un facteur d'espace de phase⁹ ($G^{0\nu}$) ainsi que des éléments de matrice nucléaires ($M^{0\nu}$). Ainsi, plus les valeurs de ces deux paramètres seront importantes, plus la période de décroissance sera courte.

Néanmoins, nous avons vu que les erreurs sur les éléments de matrice nucléaires étaient assez importantes donc il est toujours plus judicieux de choisir un isotope pour lequel ces éléments sont calculés avec précision. De plus, il est important de noter que plus l'espace de phase est favorable pour la décroissance $\beta\beta 0\nu$, plus il sera favorable pour la $\beta\beta 2\nu$ entraînant alors une augmentation possible du bruit de fond.

Considérations expérimentales

Suite à l'équation 1.4.8, il est évident que pour atteindre la meilleure sensibilité possible, il faut augmenter l'efficacité de détection, accroître le temps d'exposition ainsi que la masse d'isotope tout en réduisant l'impact du bruit de fond et la résolution du détecteur. Il est bien-sûr très compliqué de pouvoir agir de cette façon sur tous les paramètres mais chacune des expériences que nous présenterons par la suite s'est attardée sur certains paramètres afin de mettre en avant certains avantages de la technique de mesure tout en veillant à minimiser les inconvénients.

Toutefois, l'exposition ainsi que la limitation du bruit de fond imposent des contraintes directes sur le choix de l'émetteur $\beta\beta$. En effet, afin d'obtenir une masse suffisante d'isotopes, l'abondance isotopique du noyau considéré doit être relativement importante ou bien les techniques d'enrichissement doivent être assez bien développées pour pouvoir le produire expérimentalement. De surcroît, plus l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ est élevée et plus celle-ci se situera au-delà du bruit de fond induit par la radioactivité naturelle. Cependant, le bruit de fond ultime de ce type d'expériences est la désintégration $\beta\beta 2\nu$, il convient donc de minimiser la période de ce processus. Il existe donc un compromis à trouver entre un $Q_{\beta\beta}$ élevé pour favoriser la décroissance $\beta\beta 0\nu$ et un $Q_{\beta\beta}$ pas trop élevé pour minimiser l'impact de la décroissance $\beta\beta 2\nu$.

On peut distinguer deux types d'expériences double bêta en fonction de leurs techniques de détection. Dans le premier cas, on parle d'expérience purement calorimétrique avec une source active permettant aussi de mesurer directement l'énergie des électrons émis. L'avantage de cette technique est d'avoir une efficacité de détection optimale et proche de 100 % mais elle permet surtout d'avoir des détecteurs plus grand avec beaucoup de masse. Cependant, il est plus difficile de discriminer les évènements de bruit de fond d'un possible signal, la seule information accessible étant l'énergie des particules.

Dans le second cas, on parle de source passive qui vise à identifier les particules, à l'aide d'un trajectographe ou d'une chambre à projection temporelle (TPC), avant de mesurer leurs énergies. A

9. qui est lié à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ et au numéro atomique Z

l'aide de cette technique, la discrimination des événements de bruits de fond devient plus facile et de plus, ayant accès aux trajectoires, seul ce type de technique est capable de donner une information sur le mécanisme de décroissance mis en jeu (voir section 1.4.2). Cependant, il est plus difficile d'obtenir une bonne efficacité de détection ainsi qu'une bonne résolution en énergie avec ce type de détecteurs. De plus, du fait de tous les éléments qui le composent, il devient compliqué de réaliser ce type de détecteurs avec une masse d'isotope importante contrairement au cas où la source est elle-même le détecteur.

Nous verrons dans la prochaine partie, les résultats les plus récents concernant la double décroissance bêta sans émission de neutrinos ainsi que les différents projets d'expériences à venir.

1.4.6 Etats des lieux et projets d'expériences de mesures de la décroissance double bêta

La première génération d'expérience double bêta est arrivé à terme, la seconde termine ses prises de données tandis que la troisième génération se prépare pour le début des années de 2020. Voici ici un état des lieux non exhaustif des différentes expériences double bêta.

Heidelberg-Moscou

L'expérience Heidelberg-Moscou, installée dans le Laboratoire Souterrain du Gran Sasso, à une profondeur de 3800 m équivalent eau, était une expérience calorimétrique. Le détecteur était composé de cinq cristaux de germanium ultra-pur enrichi à 86 % en ^{76}Ge correspondant à une masse active de 10,96 kg. La durée de l'expérience étant de 10 ans, la meilleure exposition de ces années (71,7 kg.an) associée à la très bonne résolution en énergie des détecteurs germanium (de l'ordre de 3 keV pour le $Q_{\beta\beta}(\text{Ge}) = 2039 \text{ keV}$ ¹⁰) avait permis d'établir la meilleure limite pour le temps de demi-vie du ^{76}Ge , à savoir $T_{1/2}^{0\nu} > 1,9 \cdot 10^{25}$ ans, ce qui correspondrait à une contrainte sur la masse effective du neutrino de l'ordre de $m_{\beta\beta} < 0,35 - 1,05 \text{ eV}$.

Cependant, un excès d'événements dans la zone de $Q_{\beta\beta}$ a été interprété par une partie de la collaboration, et notamment son porte-parole H.V Klapdor-Kleingrothaus, comme la mise en évidence de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ avec un temps de demi-vie $T_{1/2}^{0\nu} = (0,8 - 18,3) \times 10^{25}$ ans et une masse effective du neutrino $m_{\beta\beta} = 0,11 - 0,56 \text{ eV}$ (95 % IC) [89]. Il s'agirait de la première mise en évidence de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos (figures 1.16a et 1.16b) mais après des années d'interrogations sur ce résultat [90] qui était en contradiction avec une expérience similaire IGEX, les nouvelles générations d'expériences ont permis d'écarter cette mise en évidence notamment l'expérience GERDA que nous verrons plus en détail par la suite.

IGEX

L'expérience IGEX pour International Germanium EXperiment est une expérience en tout point similaire à celle de Heidelberg-Moscou. Celle-ci était aussi une expérience de calorimétrie menée en parallèle successivement dans trois laboratoires souterrains différents : dans la mine de Homestake (4000 m équivalent eau), au Laboratoire Souterrain de Canfranc (2450 m équivalent eau) ainsi qu'au laboratoire de Baksan (660 m équivalent eau). De même que pour Heidelberg-Moscou, IGEX utilisait six détecteurs germanium ultra-pur enrichis à 86 % en ^{76}Ge dont trois avait une masse de 2 kg et 0,7 kg pour les trois autres. Avec une résolution comparable à celle de l'expérience Heidelberg-Moscou

10. ce qui correspond à une résolution FWHM de 0,16 %

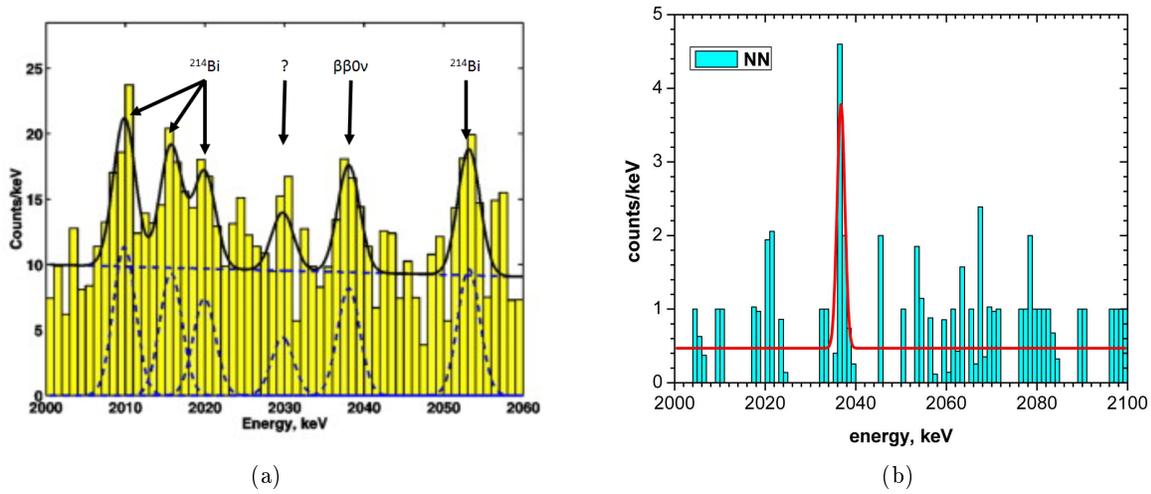


FIGURE 1.16: Spectre de la somme en énergie des deux électrons du ^{76}Ge de l'expérience Heidelberg-Moscou autour de l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ mettant en évidence un signal $\beta\beta^{0\nu}$ malgré un pic non identifié. Le premier spectre correspond aux données brutes (a) tandis que le second est obtenu après discrimination de la forme des signaux (b).

(résolution de 0,16 % FWHM à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$), celle-ci n'a pas observé de signal $\beta\beta^{0\nu}$ et a posé une limite sur la demi-vie du processus $T_{1/2}^{0\nu} > 1,6 \cdot 10^{25}$ ans [91].

Les résultats en désaccord de ces deux expériences semblables ont mené à une réelle confrontation entre les deux groupes par le biais de plusieurs publications [92][93]. Depuis, comme nous le verrons par la suite avec les expériences de nouvelles générations, aucune autre expérience n'a annoncé de signal positif.

MAJORANA

Le démonstrateur de l'expérience MAJORANA a été installée récemment au 4850' Sanford Underground Research Facility (6720 m équivalent eau). Celui-ci sera composé, dans sa version finale, de 40 kg de détecteurs germanium répartis en deux modules pour une masse totale de 30 kg de ^{76}Ge enrichi à 87 %. Un module est constitué de quatre ou cinq cristaux de germanium associés en chaîne et un nombre total de sept chaînes de détecteurs sont positionnées à l'intérieur d'un cryostat pour un total de 57 cristaux de germanium.

L'objectif du démonstrateur de MAJORANA était d'atteindre, à l'aide des très bonnes résolutions des détecteurs germanium (voir expérience Heidelberg-Moscou et IGEX), un taux de bruit de fond dans la zone d'intérêt de l'ordre de $12 \cdot 10^{-3}$ coups/keV/kg/an afin de pouvoir tenir l'objectif d'un taux de bruit de fond inférieur à $4 \cdot 10^{-3}$ coups/keV/kg/an pour une expérience avec une tonne de masse effective. Cela permettrait à l'expérience de sonder entièrement la hiérarchie de masse inverse.

Les premiers résultats obtenus pour le démonstrateur ont été présentés pour la première fois à l'occasion de la conférence Neutrino-2016 qui avait lieu à Londres. À l'aide du premier module et pour une exposition de 3,03 kg.an, le bruit de fond mesuré était de $(71_{-31}^{+40}) \cdot 10^{-3}$ coups/keV/kg/an entraînant une limite sur la demi-vie tel que $T_{1/2}^{0\nu} > 3,7 \cdot 10^{24}$ ans à 90 % d'indice de confiance. Le début des prises de données du second module du démonstrateur a débuté au milieu de l'année 2016.

GERDA

L'expérience GERDA (GERmanium Detector Array) est une expérience de calorimétrie, localisée dans le Laboratoire National du Gran Sasso, utilisant des cristaux de germanium enrichis à 86 % en ^{76}Ge . Les détecteurs sont installés dans des récipients en cuivre ultra mince et ultra-pur immergés dans un cryostat rempli avec 70 tonnes d'argon liquide (LAr). Les détecteurs utilisés sont de deux types différents : les détecteurs semi-coaxiaux qui sont caractérisés par une masse de 2-3 kg et une résolution en énergie FWHM de 0,24 % à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ et les détecteurs BEGe¹¹ qui eux sont caractérisés par une masse de 0,7 kg et une résolution en énergie de 0,16 % à $Q_{\beta\beta}$.

La phase I de l'expérience GERDA s'est achevée en juin 2013. Avec une exposition de 21,6 kg.an, le bruit de fond dans la zone d'intérêt était de l'ordre de 10^{-2} coups/keV/kg/an, ce qui a permis à GERDA d'obtenir une limite sur la demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ lors de la phase I telle que $T_{1/2}^{0\nu} > 2,1 \cdot 10^{25}$ ans (90 % IC) [94]. La limite sur la masse effective du neutrino a pu être déterminée comme étant inférieure à 0,2 – 0,4 eV (90 % IC). GERDA a donc été en mesure de montrer que l'évidence de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ faite par l'expérience de Heidelberg-Moscou était très défavorisée comme avait déjà pu le montrer l'expérience IGEX.

Suite à deux années de recherche et de développement, la phase II de GERDA a débuté sa prise de données en 2015 avec une augmentation de la masse d'un facteur 2 ainsi qu'un abaissement du bruit de fond d'un facteur 10. Les objectifs de la phase II sont d'atteindre, pour une exposition supérieure à 100 kg.an, un bruit de fond total dans la zone d'intérêt de 10^{-3} coups/keV/kg/an permettant une sensibilité sur $T_{1/2}^{0\nu} \gtrsim 10^{26}$ ans. Au cours de la conférence Neutrino-2016, GERDA a communiqué ses premiers résultats de la phase II. Le bruit de fond atteint par l'expérience est sans précédent puisque GERDA annonce un bruit de fond de $35_{-15}^{+21} \cdot 10^{-4}$ coups/keV/kg/an pour les détecteurs coaxiaux et $7_{-5}^{+11} \cdot 10^{-4}$ coups/keV/kg/an pour les détecteur BEGe. La combinaison de la phase I avec le début de la phase II étudiée les amène à une sensibilité de $T_{1/2}^{0\nu} > 4,0 \cdot 10^{25}$ ans (90 % I.C) et $m_{\beta\beta} < 160 - 260$ eV (90 % IC) en enlevant les éléments de matrice les plus défavorables.

CUORICINO

CUORICINO est localisée dans le Laboratoire Souterrain du Gran Sasso (3800 m équivalent eau) et se base une technologie différente des expériences précédentes. En effet, c'est une expérience purement calorimétrique mais basée, cette fois, sur des bolomètres de dioxyde de Tellure naturel (TeO_2) composé à 34 % de ^{130}Te qui est un émetteur $\beta\beta$. La technologie des bolomètres consiste à mesurer les variations de température des cristaux suite à l'interaction de rayonnement dans la matériau. C'est la raison pour laquelle les cristaux sont refroidis à une température de 10 mK afin de pouvoir observer les différentes élévations de température du cristal. Par exemple, pour un dépôt d'énergie de l'ordre de 1 MeV, la température du cristal va connaître une augmentation de température de l'ordre de 0,08 mK.

CUORICINO consiste alors en une tour composée de treize modules dont onze contiennent quatre cristaux de 790 g ($5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$) et les deux autres neuf cristaux de 330 g ($3 \times 3 \times 6 \text{ cm}^3$) pour une masse totale d'environ 41 kg. La résolution en énergie de ce type de détecteur est comprise entre 0,5 et 0,7 % FWHM à une énergie de 1 MeV. Les résultats de CUORICINO ont été obtenus pour une exposition de 19,6 kg.an avec un bruit de fond dans la zone d'intérêt du ^{130}Te (autour de 2529 keV) de $0,169 \pm 0,006$ coups/keV/kg/an. La non observation de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ a permis de fixer

11. Broad Energy Germanium Detector

une limite sur la demi-vie de ce processus pour le ^{130}Te tel que $T_{1/2}^{0\nu} > 2,8 \times 10^{24}$ ans entraînant une limite sur la masse effective du neutrino tel que $m_{\beta\beta} < 0,30 - 0,71$ eV [95].

En réalité, CUORICINO (petit CUORE en italien) est un prototype de la technologie bolométrique dont le détecteur final est le détecteur CUORE qui sera présenté plus loin.

CUORE

L'expérience CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) est le détecteur dans la lignée directe de CUORICINO localisé au Laboratoire Souterrain du Gran Sasso. Basé sur la même technologie bolométrique, celui-ci sera composé de 988 bolomètres TeO_2 assemblés en 19 tours identiques à celles de CUORICINO pour une masse totale de ^{130}Te de 210 kg. Le principe de fonctionnement reste le même, opérer à une température de 10 mK afin d'observer les augmentations de température du cristal afin de pouvoir remonter à l'énergie des particules. Des travaux de recherche et développement ont pu être effectués entre les deux expériences afin de réduire d'un facteur 4 la radioactivité naturelle en surface des cristaux. De plus, la suspension mécanique des cristaux a été améliorée afin de réduire le bruit lié aux vibrations.

La construction du détecteur a commencé en 2009 mais le démonstrateur CUORE-0 a déjà pu fournir des résultats qui ont été publiés récemment. En effet, pour la première tour de CUORE, avec une exposition de 9,8 kg.an et avec une résolution en énergie semblable à celle de CUORICINO, le bruit de fond dans la zone d'intérêt a pu être diminué d'un facteur 2,7 par rapport à CUORICINO avec une valeur de $0,058 \pm 0,004$ coups/keV/kg/an. Ainsi, la limite combinée de CUORICINO et de CUORE-0 sur la demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{130}Te a pu être déterminée de telle sorte que $T_{1/2}^{0\nu} > 4,0 \times 10^{24}$ ans soit une limite sur la masse effective telle que $m_{\beta\beta} < 0,27 - 0,67$ eV pour un indice de confiance de 90 %[96].

La mise en route de CUORE dans sa version finale est effective depuis la fin de l'année 2016 et la sensibilité attendue pour l'expérience CUORE après cinq années de fonctionnement est de l'ordre de $T_{1/2}^{0\nu} > 9,5 \times 10^{25}$ ans permettant d'atteindre une sensibilité sur la masse effective du neutrino telle que $m_{\beta\beta} < 50 - 130$ meV avec un indice de confiance de 90 %. Ce futur résultat est important car il se situe à la limite de l'entrée dans la hiérarchie de masse inverse (figure 1.11). De plus, la collaboration réfléchit déjà au détecteur de nouvelle génération, CUPID [97], qui est un détecteur de lumière Cerenkov et qui pourra accueillir une tonne d'isotope avec un bruit de fond proche de zéro.

EXO-200

L'expérience EXO-200 (Enriched Xenon Observatory 200 kg) est un détecteur de trace de type chambre à projection temporelle (dit TPC) localisé au Waste Isolation Pilot Plant (1585 m équivalent eau) près de Carlsbad au Nouveau Mexique. Le détecteur est une TPC cylindrique de 40 cm de diamètre et 44 cm de long remplie avec du xénon liquide enrichi à 80,6 % en ^{136}Xe qui est un émetteur $\beta\beta$. La TPC est ensuite blindée contre la radioactivité naturelle par 50 cm de fluide cryogénique maintenu à 167 K à l'intérieur d'un cryostat en cuivre isolé puis par 25 cm de plomb dans toutes les directions.

La technologie du détecteur permet de recueillir la charge issue de l'ionisation des particules dans le volume ainsi que la lumière issue de la scintillation par des photodiodes. Ainsi, EXO permet une reconstruction en 3-dimensions relativement précise avec une résolution de l'ordre du cm. Le détecteur est construit pour pouvoir détecter les électrons du ^{136}Xe et aussi le recul du noyau fils ^{136}Ba afin de pouvoir garantir une très bonne discrimination du signal.

Avec une exposition de 100 kg.an et une résolution en énergie de 3,5 % FWHM, ainsi qu'un taux de bruit de fond dans la zone d'intérêt de l'ordre de $(1,7 \pm 0,2) \times 10^{-3}$ coups/keV/kg/an, EXO-200 a pu déterminer une limite sur le temps demi-vie de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ du ^{136}Xe tel que $T_{1/2}^{0\nu} > 1,1 \times 10^{25}$ ans soit une limite sur $m_{\beta\beta}$ tel que $m_{\beta\beta} < 190 - 450$ meV pour un indice de confiance de 90 % [98].

La sensibilité attendue avec toute la statistique de l'expérience EXO-200 est attendue dans les alentours de $T_{1/2}^{0\nu} > 5,7 \times 10^{25}$ ans puis l'objectif de la collaboration est de passer à une masse d'isotope de l'ordre de cinq tonnes afin de pouvoir atteindre une sensibilité sur la demi-vie telle que $T_{1/2}^{0\nu} > 6,6 \times 10^{27}$ ans, ce qui correspond à une limite sur la masse effective telle que $m_{\beta\beta} < 3 - 8$ meV (90 % IC). Cela permettrait de couvrir intégralement la bande correspondant à la hiérarchie inverse et de se rapprocher de la bande correspondant à la hiérarchie normale (figure 1.11).

KamLAND-Zen

Le détecteur KamLAND-Zen est un détecteur placé à l'intérieur du détecteur KAMIOKA de l'expérience sur les oscillations de neutrinos KamLAND (voir section 1.3.3). Celui-ci est composé de 383 kg de xénon liquide (environ 91 % de ^{136}Xe) chargé dans du scintillateur liquide et contenu dans un ballon sphérique de 3,08 m de diamètre localisé au centre du détecteur KamLAND. Le ballon est construit à partir d'un film de nylon transparent de 25 μm d'épaisseur et est entourée par 1000 tonnes de liquide scintillant et 1879 photomultiplicateurs correspondant à l'expérience KamLAND. La résolution en énergie du détecteur a été observée comme étant $\sigma \sim \frac{7,3\%}{\sqrt{E(\text{MeV})}}$.

La phase I de KamLAND-Zen s'est déroulée entre octobre 2011 et juin 2012 pour une exposition totale de 89,5 kg.an à partir des 320 kg de xénon enrichi. La sensibilité obtenue était $T_{1/2}^{0\nu} > 1,9 \times 10^{25}$ ans (90 % I.C), ce qui, en combinant ces données avec celles de l'expérience EXO-200, a permis d'atteindre une sensibilité de $T_{1/2}^{0\nu} > 3,4 \times 10^{25}$ ans (90 % I.C) permettant de rejeter à 97,5 % d'indice de confiance l'évidence faite par Klapdor [99].

La phase II de l'expérience s'est déroulé de novembre 2013 à octobre 2015 pour une exposition totale de 504 kg.an. Les résultats obtenus sont tout simplement les meilleurs dans la recherche de la double décroissance bêta sans émission de neutrinos. En effet, KamLAND-Zen a pu améliorer d'un facteur 6 sa sensibilité sur la demi-vie de ce processus de telle sorte que $T_{1/2}^{0\nu} > 1,07 \times 10^{26}$ ans (90 % I.C). Cela a permis d'obtenir la limite la plus basse actuellement sur la masse effective du neutrino : $m_{\beta\beta} < 61 - 165$ meV (90 % IC) [100]. KamLAND-Zen est la première expérience à s'approcher aussi près de la zone correspondant à la hiérarchie inverse (figure 1.17) et la phase III de l'expérience avec une tonne de xénon enrichi a pour objectif couvrir toute la zone de la hiérarchie inverse.

NEMO 3

L'expérience NEMO 3, contrairement aux expériences précédentes, n'est pas une expérience de calorimétrie pure. Le détecteur, situé dans le Laboratoire Souterrain de Modane (4800 m équivalent eau), est un détecteur à source passive. Il combine un trajectographe ainsi qu'un calorimètre, composé de scintillateurs plastiques associés à des photomultiplicateurs, afin d'identifier et de mesurer l'énergie des électrons émis depuis une feuille source.

NEMO 3 est un détecteur de géométrie cylindrique d'environ 40 m³ découpé en différentes sections pouvant accueillir une masse totale d'émetteur $\beta\beta$ d'une dizaine de kilogrammes. Les différentes feuilles sources, d'une épaisseur de l'ordre de 100 μm , sont encadrées par le trajectographe et par

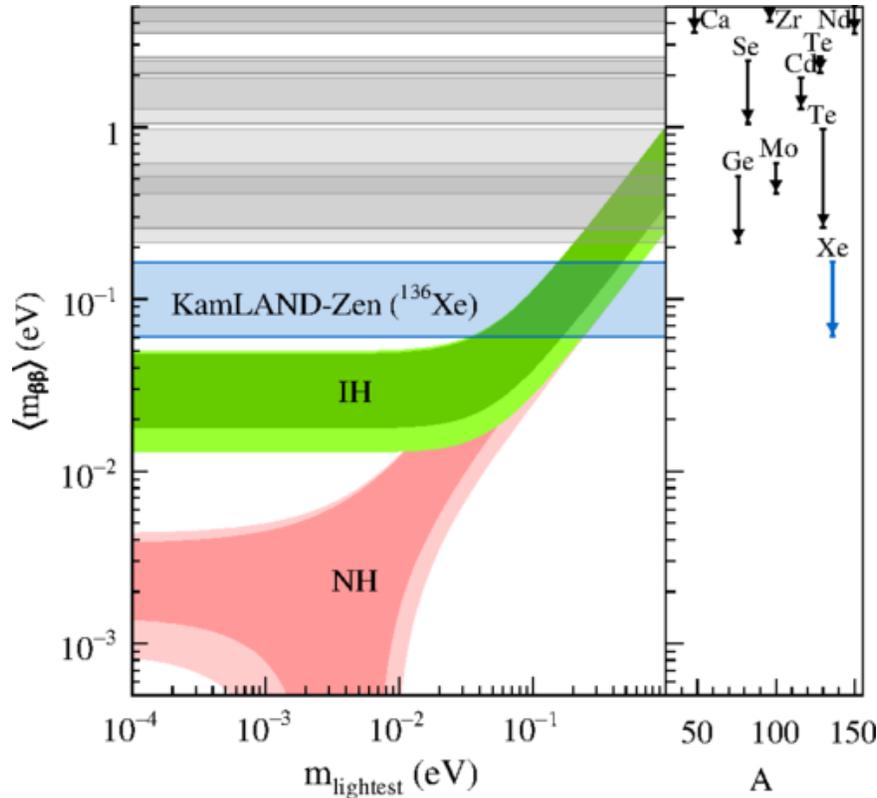


FIGURE 1.17: Masse effective du neutrino de Majorana ($m_{\beta\beta}$) en fonction de la masse du neutrino le plus léger. La bande horizontale indique les limites sur $m_{\beta\beta}$ obtenues avec le ^{136}Xe de l'expérience KamLAND-Zen (90 % IC). Le côté droit de la figure montre les limites correspondantes pour chacun des isotopes $\beta\beta$ étudiés en fonction de son nombre de masse.

le calorimètre (figures 1.18a et 1.18b). Cette technologie permet de ne pas que se contenter d'une seule observable. En effet, la technique dit du "tracko-calor" permet d'accéder à l'énergie totale, à la charge de la particule ainsi qu'aux angles relatifs d'émission afin de pouvoir correctement discriminer les particules ainsi que les différents mécanismes. Un exemple d'évènement $\beta\beta 2\nu$ obtenu dans le détecteur NEMO3 est présenté sur la figure 1.19. La particularité de NEMO 3 est d'avoir contenu 7 isotopes $\beta\beta$ différents. Cela a permis d'obtenir une limite sur les périodes de décroissance de la $\beta\beta 0\nu$ pour chacun de ces isotopes (voir tableau 1.6).

La prise de données de NEMO 3 s'est arrêtée en 2011 marquant le commencement d'une nouvelle phase de recherche et développement pour le détecteur SuperNEMO.

SuperNEMO

Le projet SuperNEMO est le successeur direct de l'expérience NEMO 3. Basé sur la même technologie que ce dernier, celui-ci sera composé de 20 modules contenant chacun 5 kg d'isotopes $\beta\beta$. Le démonstrateur de SuperNEMO est prêt à commencer sa prise de données et son fonctionnement sera détaillé dans le second chapitre de ce manuscrit.

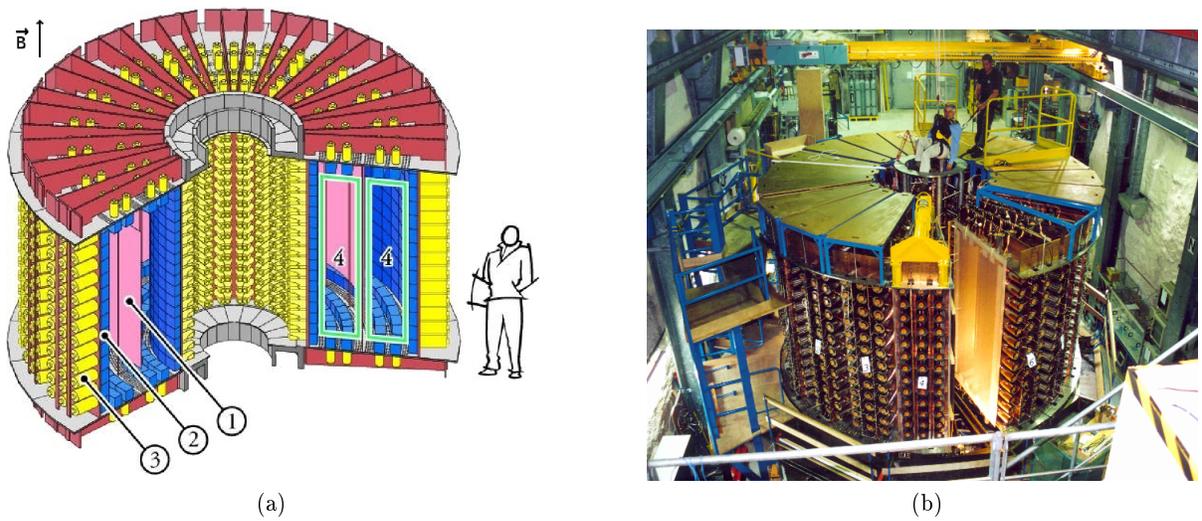


FIGURE 1.18: Vue en coupe du détecteur NEMO 3 où l'on peut apercevoir les feuilles sources (1), les scintillateurs (2), les photomultiplicateurs (3) ainsi que la chambre à fils (4) pour la sous-figure a et photo du détecteur NEMO 3 dans le Laboratoire Souterrain de Modane pour la sous-figure b.

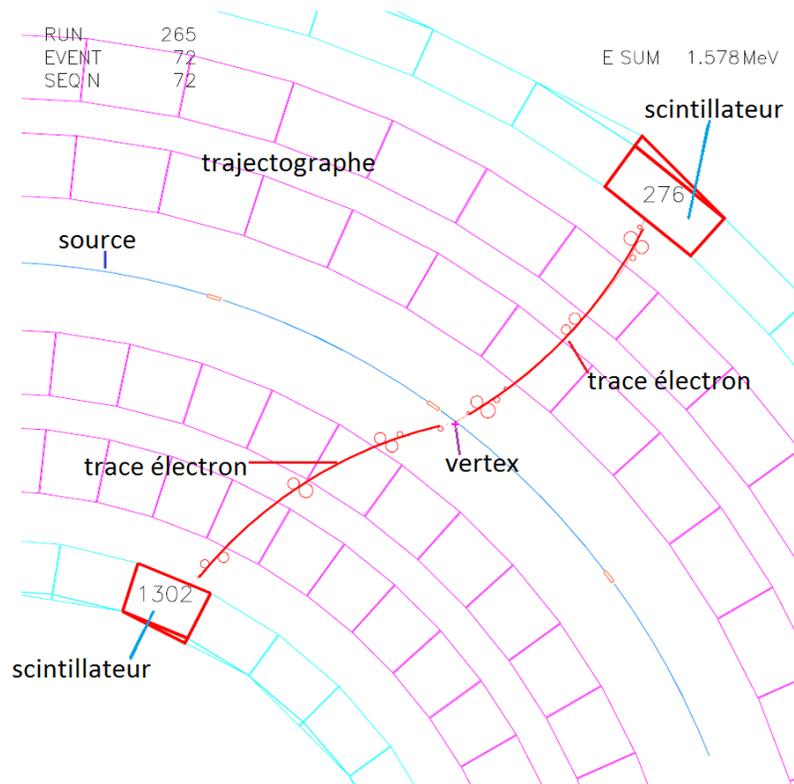


FIGURE 1.19: Exemple d'évènement $\beta\beta 2\nu$ observé dans le détecteur NEMO3 (vue de dessus).

Isotope	Masse dans NEMO 3 (g)	$T_{1/2}^{0\nu}$ (ans)	$m_{\beta\beta}$ (eV)	Référence
^{48}Ca	6,99	$> 2,0 \times 10^{22}$	$< 6,0 - 26$	[101]
^{82}Se	932	$> 3,2 \times 10^{23}$	$< 0,94 - 2,50$	[102]
^{96}Zr	9,4	$> 9,2 \times 10^{21}$	$< 7,2 - 19,5$	[103]
^{100}Mo	6914	$> 1,1 \times 10^{24}$	$< 0,33 - 0,62$	[104]
^{116}Cd	405	$> 1,0 \times 10^{23}$	$< 1,4 - 2,5$	[105]
^{130}Te	454	$> 6,3 \times 10^{22}$	$< 1,3 - 4,7$	[106]
^{150}Nd	37	$> 2,0 \times 10^{22}$	$< 1,6 - 5,3$	[107]

TABLE 1.6: Limites sur les périodes de décroissance $\beta\beta 0\nu$ et sur la masse effective $m_{\beta\beta}$ du neutrino de Majorana obtenues pour les sept isotopes de NEMO3 pour un indice de confiance de 90 %.

Bilan

La plupart des expériences présentées ont commencé à se rapprocher de la zone de la hiérarchie inverse et les nouvelles générations d'expérience prévues ont comme objectif d'aller sonder cette zone. Les progrès concernant les différents détecteurs sont gigantesques, que ce soit sur la masse d'isotope considérée, sur les méthodes de purification permettant d'atteindre des bruits de fond extrêmement faibles. Cela devrait permettre de repousser les limites sur le processus $\beta\beta 0\nu$ qui n'a donc toujours pas été observé. La question quant à la nature du neutrino (Dirac ou Majorana) reste donc toujours ouverte. Le tableau 1.7 récapitule les meilleures sensibilités obtenues à ce jour pour chacun des isotopes $\beta\beta$ considérés.

Isotope	Expérience	Exposition (kg.an)	$T_{1/2}^{0\nu}$ (ans)	$m_{\beta\beta}$ (eV)	Réf.
^{48}Ca	NEMO3	0,03675	$> 2,0 \times 10^{22}$	$< 6,0 - 26$	[101]
^{76}Ge	GERDA	21,6	$> 2,1 \times 10^{25}$	$< 0,2 - 0,4$	[94]
^{82}Se	NEMO3	4,893	$> 3,2 \times 10^{23}$	$< 0,94 - 2,50$	[102]
^{96}Zr	NEMO3	0,031	$> 9,2 \times 10^{21}$	$< 7,2 - 19,5$	[103]
^{100}Mo	NEMO3	34,7	$> 1,1 \times 10^{24}$	$< 0,33 - 0,62$	[104]
^{116}Cd	AURORA	1,37	$> 1,9 \times 10^{23}$	$< 1,2 - 1,8$	[108]
^{130}Te	CUORE	29,4	$> 4,0 \times 10^{24}$	$< 0,27 - 0,67$	[96]
^{136}Xe	KamLAND-Zen	504	$> 1,07 \times 10^{26}$	$< 0,061 - 0,165$	[100]
^{150}Nd	NEMO3	0,19215	$> 2,0 \times 10^{22}$	$< 1,6 - 5,3$	[107]

TABLE 1.7: Meilleures limites actuelles sur les périodes de décroissance $\beta\beta 0\nu$ et sur la masse effective $m_{\beta\beta}$ du neutrino de Majorana obtenues pour les isotopes $\beta\beta$ considérés avec un indice de confiance de 90 %.

Il existe d'autres expériences ou projets d'expérience double bêta qui n'ont pas été détaillés dans ce manuscrit. Parmi celles-ci, les expériences COBRA [109], AMoRE [110], NEXT [111], SNO+ [112], PANDAX [113], DCBA/MTD [114] ou encore CANDLES [115].

Dans la suite, nous nous intéresserons à l'expérience SuperNEMO et plus particulièrement au démonstrateur de SuperNEMO qui est l'objet de ce manuscrit.

Chapitre 2

Description du démonstrateur SuperNEMO

Sommaire

2.1 Démonstrateur SuperNEMO	52
2.2 Feuilles sources double bêta	54
2.2.1 Choix des isotopes	54
2.2.2 Enrichissement des sources	55
2.2.3 Purification des sources	56
2.2.4 Production des feuilles sources	56
2.3 Trajectographe	57
2.3.1 Géométrie des cellules	58
2.3.2 Fonctionnement	58
2.3.3 Composition du gaz	59
2.4 Calorimètre	60
2.4.1 Méthodes d'étalonnages du calorimètre	61
2.5 Stratégie du système de déclenchement de SuperNEMO	65
2.6 Bruit de fond	66
2.6.1 Bruit de fond de l'expérience SuperNEMO	66
2.6.2 Mesure de radiopureté	69

La collaboration internationale NEMO (Neutrino Ettore Majorana Observatory) a comme objectif de mettre en place des expériences dédiées à la recherche d'évènements rares : les désintégrations double bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$). Dans cette optique, le détecteur SuperNEMO est une expérience de nouvelle génération succédant au détecteur NEMO3. Le démonstrateur de l'expérience SuperNEMO est en cours d'installation au sein du Laboratoire Souterrain de Modane avec les premières données attendues dès le début de l'année 2018. Ce chapitre est dédié à la description du démonstrateur.

2.1 Démonstrateur SuperNEMO

Le projet SuperNEMO succède à l'expérience NEMO3 et fait partie de la nouvelle génération des détecteurs recherchant la double désintégration bêta sans émission de neutrinos. La philosophie est la même que celle de son prédécesseur avec l'utilisation de la technologie combinant un trajectographe

et un calorimètre entourant des feuilles sources composées d'émetteurs double bêta. Cette spécificité des détecteurs NEMO permet ainsi de mesurer plusieurs observables physiques : l'énergie totale, l'énergie individuelle des particules, leur trajectoire et donc l'angle entre les particules émises. Le principe général de la mesure est résumé sur la figure 2.1. L'objectif du détecteur SuperNEMO est d'atteindre une sensibilité de 10^{26} ans sur le temps de demi-vie du processus $\beta\beta\nu$ du ^{82}Se qui est l'isotope principal retenu pour ce projet.

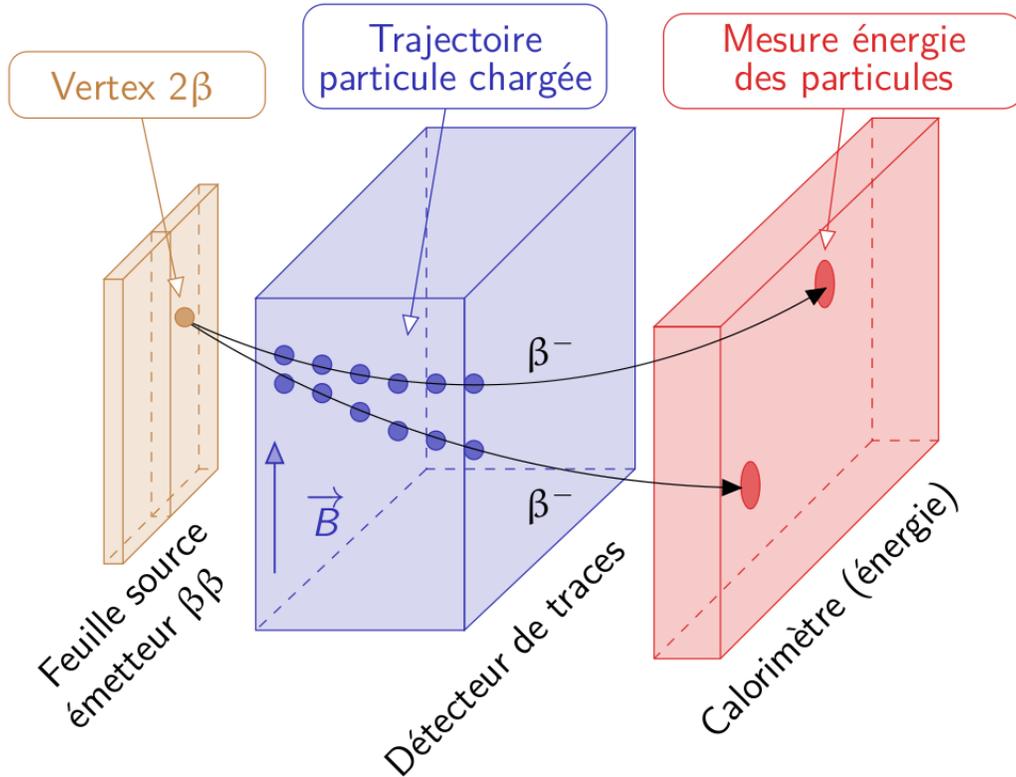


FIGURE 2.1: Schéma de principe de détection d'événements de type double bêta avec la technique des détecteurs NEMO.

Afin d'atteindre cet objectif, de nombreux travaux de R&D ont été menés depuis 2005 pour améliorer les performances obtenues dans l'expérience NEMO3. Les principales améliorations se sont portées sur l'enrichissement et la radiopureté des sources double bêta, la résolution en énergie du calorimètre et la réduction du taux de radon dans le trajectographe qui est un problème majeur dans le détecteur, comme nous le verrons par la suite.

Le détecteur complet de SuperNEMO consistera en un ensemble de 20 modules identiques et indépendants, de géométrie plane et contenant chacun 5 kg d'isotopes doubles bêta. Le premier de ces modules, appelé démonstrateur, mesure 6 m de longueur pour 2 m de largeur et 4 m de hauteur (voir figure 2.2). Celui-ci constitue la première phase de l'expérience SuperNEMO avec 7 kg de ^{82}Se . La construction du détecteur est sur le point d'être finalisée au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM), ce qui permettra les premières prises de données à la fin de l'année 2017. L'objectif principal du démonstrateur est de prouver la faisabilité de ce type d'expérience par la vérification des performances de détection ainsi que des niveaux de radiopureté. La sensibilité du démonstrateur

pour une durée d'acquisition de 2,5 ans est de l'ordre de $4,9 \cdot 10^{24}$ ans sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se . Cette limite sur le temps de décroissance correspond à une masse effective du neutrino comprise entre 0,26 et 0,51 eV. La comparaison des performances atteintes pour NEMO3 et attendues pour le démonstrateur ainsi que le détecteur complet SuperNEMO est présentée dans le tableau 2.1.

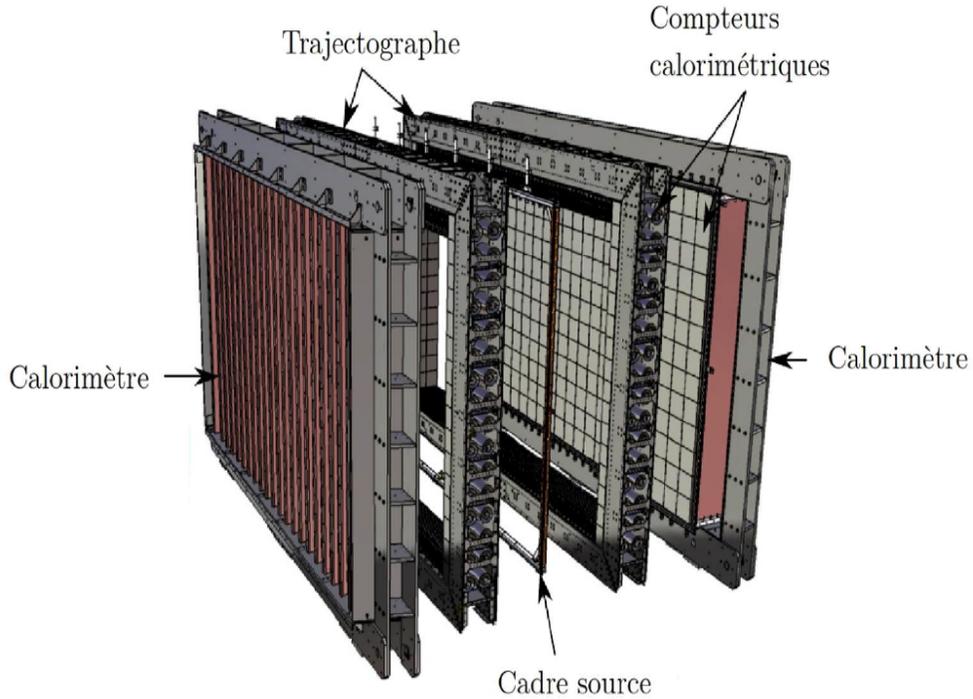


FIGURE 2.2: Vue éclatée du démonstrateur SuperNEMO montrant la disposition des différents éléments qui le composent (cadre source, trajectographe et calorimètre).

Les prochains paragraphes de ce chapitre ont pour objectif de présenter les différents éléments du détecteur (source, trajectographe, calorimètre et blindages) afin d'expliquer leur disposition ainsi que leur fonctionnement. De plus, une partie sera dédiée aux différents bruits de fond de ce type d'expérience ainsi que les moyens mis en place par la collaboration afin de les réduire au maximum.

2.2 Feuilles sources double bêta

2.2.1 Choix des isotopes

Un des éléments clés de la technique utilisée pour les détecteurs NEMO est la possibilité de mesurer différents isotopes double bêta. La source étant séparée du reste du détecteur, il est toujours possible, après installation du détecteur, d'extraire et d'échanger les feuilles sources pour les remplacer par un nouvel isotope.

A l'inverse des autres expériences double bêta où la source est aussi le détecteur, il existe moins de contraintes matérielles sur le choix de l'isotope autre que les paramètres de base communs à l'ensemble des expériences. En effet, l'isotope retenu doit remplir la majorité des paramètres suivants :

Paramètre	NEMO3	Démonstrateur SN	SuperNEMO
Efficacité $\beta\beta 0\nu$ (%)	18	~ 30 %	~ 30 %
Isotope principal	7 kg de ^{100}Mo	7 kg de ^{82}Se	100 kg de ^{82}Se (^{150}Nd , ^{48}Ca)
Exposition (kg.an)	34,3	17,5	~ 500
Résolution en énergie FWHM	13,4-19,8 % à 1 MeV	~ 8 % à 1 MeV	~ 8 % à 1 MeV
^{208}Tl dans les sources ($\mu\text{Bq/kg}$)	~ 100	< 2	< 2
^{214}Bi dans les sources ($\mu\text{Bq/kg}$)	~ 300	< 10	< 10
^{222}Rn dans le gaz (mBq/m^3)	~ 6 [Phase 2]	$< 0,15$	$< 0,15$
Sensibilité sur $T_{1/2}^{0\nu}$ (ans)	$1,1 \cdot 10^{24}$	$\sim 4,8 \cdot 10^{24}$	$\sim 10^{26}$
Sensibilité sur $m_{\beta\beta}$ (eV)	[0,33 - 0,62]	[0,26 - 0,51]	$\sim 0,05$

TABLE 2.1: Tableau regroupant les caractéristiques et performances attendues de l'expérience SuperNEMO (démonstrateur et version complète) comparées à celles obtenues avec NEMO3.

- posséder une énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ élevée afin de réduire le bruit de fond lié à la radioactivité naturelle, et de préférence supérieure à 2,615 MeV qui correspond à l'énergie du rayonnement gamma le plus élevée de la radioactivité naturelle (décroissance du ^{208}Tl issu de la chaîne du ^{232}Th),
- avoir une abondance isotopique naturelle suffisante pour permettre la procédure d'enrichissement,
- posséder une procédure d'enrichissement réalisable pour les quantités requises,
- posséder un facteur d'espace de phase $G^{0\nu}$ suffisamment grand pour diminuer la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu}$,
- disposer d'un élément de matrice nucléaire lié à la transition $\beta\beta 0\nu$ favorable,
- avoir une demi-vie de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ la plus longue possible afin de réduire au maximum le bruit de fond ultime au processus $\beta\beta 0\nu$.

Aujourd'hui, les isotopes les plus favorables concernant l'espace de phase ainsi que la possibilité d'enrichissement restent le ^{100}Mo et le ^{82}Se . Néanmoins, le sélénium présente un avantage important avec une demi-vie du processus $\beta\beta 2\nu$ plus grande que celle du molybdène (tableau 1.4). Ainsi, la composante de bruit de fond attendue pour le sélénium sera moins élevée, de l'ordre d'un facteur 10. Toutes ces raisons font que le ^{82}Se est l'isotope retenu pour le démonstrateur.

Cependant, un important travail de prospective et de R&D a été réalisé afin d'observer la faisabilité d'enrichissement d'autres éléments présentant des avantages par rapport au sélénium. Les deux isotopes concernés sont le ^{48}Ca et le ^{150}Nd . Le plus grand avantage de ces isotopes concerne leur énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ importante (3367 keV pour le ^{150}Nd et 4271 keV pour le ^{48}Ca) qui permet de s'affranchir d'une très grande partie des bruits de fond liés à la radioactivité naturelle. De plus, l'espace de phase de ces deux isotopes est également plus favorable.

2.2.2 Enrichissement des sources

Différentes techniques d'enrichissement isotopiques sont actuellement connues et utilisées. Néanmoins, seule l'enrichissement par centrifugation peut être utilisée pour des grandes masses d'isotopes émetteurs double bêta (supérieures à 500 g). Cette méthode a donc été employée pour produire le sélénium utilisé dans le démonstrateur.

Le sélénium naturel est en premier lieu sublimé en un gaz de $^{82}\text{SeF}_6$. Ce dernier est ensuite

centrifugé afin de pouvoir isoler et sélectionner le ^{82}Se , sous la forme $^{82\text{nat}}\text{SeF}_6$ puis il est soumis à une décharge électrique permettant d'obtenir une poudre de sélénium. Cette technique permet d'atteindre des taux d'enrichissement compris entre 90 et 99 %. Les 7 kg de ^{82}Se du démonstrateur sont aujourd'hui produits et sur le point d'être installés au LSM. Le premier kilogramme a été récupéré de l'expérience NEMO3 et a été enrichi par la société ECP en Russie. C'est d'ailleurs cette même société qui a enrichi 2,5 autres kg de sélénium tandis que 3,5 kg ont été enrichis à Tomsk, toujours en Russie

L'enrichissement par centrifugation n'est pas possible dans le cas du ^{48}Ca car il n'existe pas de composés gazeux à température ambiante pour cet élément. C'est également le cas du ^{150}Nd mais de récents développements ont permis la possibilité d'enrichissement par cette méthode.

L'isotope principal du démonstrateur et du détecteur finale est le ^{82}Se . Cependant, même si la production à grande échelle de ^{48}Ca reste illusoire, il devient de plus en plus envisageable d'avoir une masse d'isotope conséquente de ^{150}Nd pour le détecteur final. Dans ce cas, on pourrait imaginer des modules remplis de néodyme et des modules remplis de sélénium permettant d'améliorer les limites obtenues sur ces deux isotopes.

2.2.3 Purification des sources

La radiopureté des sources est un élément crucial du détecteur. En effet, la présence de radioactivité naturelle dans les sources est responsable de la plus grande partie du bruit de fond interne que nous détaillerons dans la section 2.6.1.3. Les sources sont ainsi purifiées pour éliminer les contaminations résiduelles, notamment en ce qui concerne le ^{214}Bi et le ^{208}Tl . Dans le cadre des feuilles sources de SuperNEMO, trois méthodes de purification ont été utilisées :

- une purification chimique par cristallisation puis fusion et fixations des impuretés à du sel de Baryum réalisée à l'INL au Etats-Unis [116],
- une méthode par double distillation effectuée à l'ECP en Russie,
- une méthode chromatographique mise au point au JINR en Russie spécialement pour le projet SuperNEMO et qui consiste à retenir les impuretés dans une résine échangeuse d'ions tout en laissant passer les noyaux de sélénium [117].

Afin de mesurer des niveaux de radiopuretés de l'ordre du $\mu\text{Bq}/\text{kg}$, la collaboration SuperNEMO a conçu et construit un dispositif dédié à la mesure de la radiopureté des feuilles sources. Ce détecteur, nommé BiPo, sera décrit plus en détails dans la section 2.6.2.2.

2.2.4 Production des feuilles sources

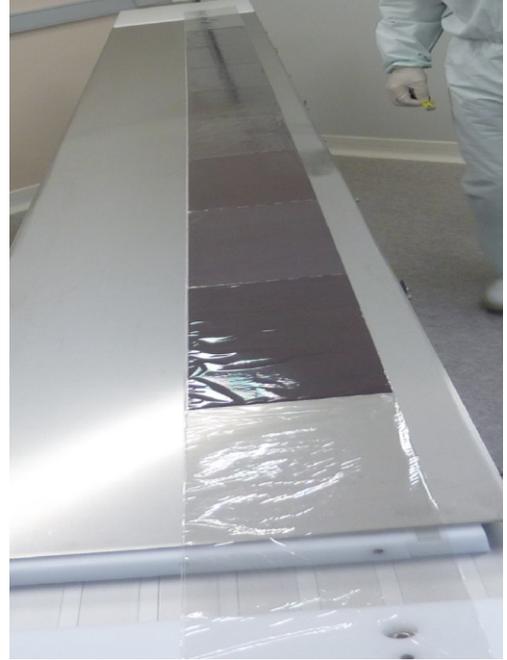
Une fois les étapes d'enrichissement et de purification terminées, le sélénium se présente sous la forme d'une poudre dont la granularité dépend de la méthode de purification utilisée. La dernière étape consistant à mettre en forme les noyaux de sélénium sous la forme de feuilles sources dépend du type de granularité. Ainsi, pour la poudre la plus grossière ayant des grains de l'ordre de 10-20 μm , celle-ci est mise en forme à l'ITEP en Russie tandis que la poudre la plus fine (inférieure à 1 μm) est mise en forme au LAPP à Annecy.

La production des feuilles sources à l'ITEP est basée sur la même technique que celle utilisée pour les feuilles sources de NEMO3. La poudre de sélénium obtenue est mélangée à du PVA (Poly-Vinyl-Alcohol) afin d'être déposée uniformément sur un film de Mylar de 12 μm d'épaisseur. Ce dernier a été perforé par un faisceau d'ions afin de permettre l'évaporation de la phase aqueuse par les trous microscopiques ainsi créés. Une fois ce processus terminé, un nouveau film en Mylar est

appliqué sur le dessus afin d'enfermer la source (voir figure 2.3a). Ce procédé a été utilisé pour 11 des 36 bandes présentes dans le démonstrateur.



(a)



(b)

FIGURE 2.3: Photographies des feuilles sources de ^{82}Se produites pour le démonstrateur SuperNEMO à l'ITEP (a) et au LAPP (b).

Cependant, même si le Mylar est un matériau très radiopure, le processus chimique suite à l'irradiation des films de Mylar entraîne l'introduction d'impuretés. Une nouvelle méthode développée par le LAPP permet d'utiliser du Mylar très pur non troué. Par le biais de cette méthode, le mélange de sélénium et de PVA est déposé dans un moule jusqu'à ce que le séchage de la pâte soit terminé. Une fois le mélange solidifié, le sélénium est maintenu entre deux feuilles de Mylar comme visible sur la figure 2.3b. Cette méthode ajoute une petite surface morte sur les feuilles sources due à la soudure du Mylar, ce qui nécessite une augmentation de la densité de ces feuilles. Néanmoins, le changement induit par ces zones mortes est inférieure à 5 % et peut être considéré comme étant négligeable.

2.3 Trajectographe

Le trajectographe de SuperNEMO est constitué de deux chambres à fils entourant les feuilles sources. Ils sont indispensables pour mesurer les propriétés cinématiques des différents événements et ainsi discriminer de possibles événements de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ des événements de bruit de fond. La reconstruction des traces permet notamment de déterminer le vertex de la désintégration et d'identifier le type de particules émises. Le principe du trajectographe est le même que celui utilisé dans NEMO3. Les prochains paragraphes ont pour objectif de présenter les différents éléments de la chambre à fils ainsi que son fonctionnement.

2.3.1 Géométrie des cellules

A la suite de l'expérience NEMO3, un important travail de R&D a été effectué sur le trajectographe à l'Université de Manchester en Angleterre. Ce travail a porté sur l'optimisation du diamètre des fils anodiques et cathodiques, sur la longueur des cellules ainsi que leur disposition dans la chambre à fils.

Une cellule du trajectographe est composée d'une anode centrale entourée par 12 fils de masse qui sont partagés avec les fils anodiques voisins. L'intégralité des fils du trajectographe sont en acier et leur diamètre est respectivement de 40 et 50 μm pour l'anode et les cathodes. La structure hexagonale des cellules est la même que celle de NEMO3 à ceci près que le diamètre des cellules du démonstrateur (44 mm) est plus important que celui de NEMO3 (30 mm). Cette augmentation permet, en outre, de diminuer le nombre de voies utilisées et la quantité de fils rencontrés par les particules dans la chambre à fils.

Au total, le démonstrateur sera composé de 2034 cellules, ce qui correspond à un nombre de fils de 14970, en comparaison avec les 39820 fils du trajectographe de NEMO3 ce qui implique une plus grande transparence vis à vis des électrons. La répartition des fils est homogène et s'organise selon 9 rangées disposées entre la source et chacun des deux calorimètres sur une longueur de 2,9m. Suite au nombre important de fils à fixer pour le détecteur complet (~ 40000 fils) et les conditions de radiopureté exigées, les fixations des cellules sont réalisées à partir de connecteurs en delrin. Ces derniers permettent une intégration automatisée de chacune des cellules à l'aide d'un robot (voir figures 2.4).

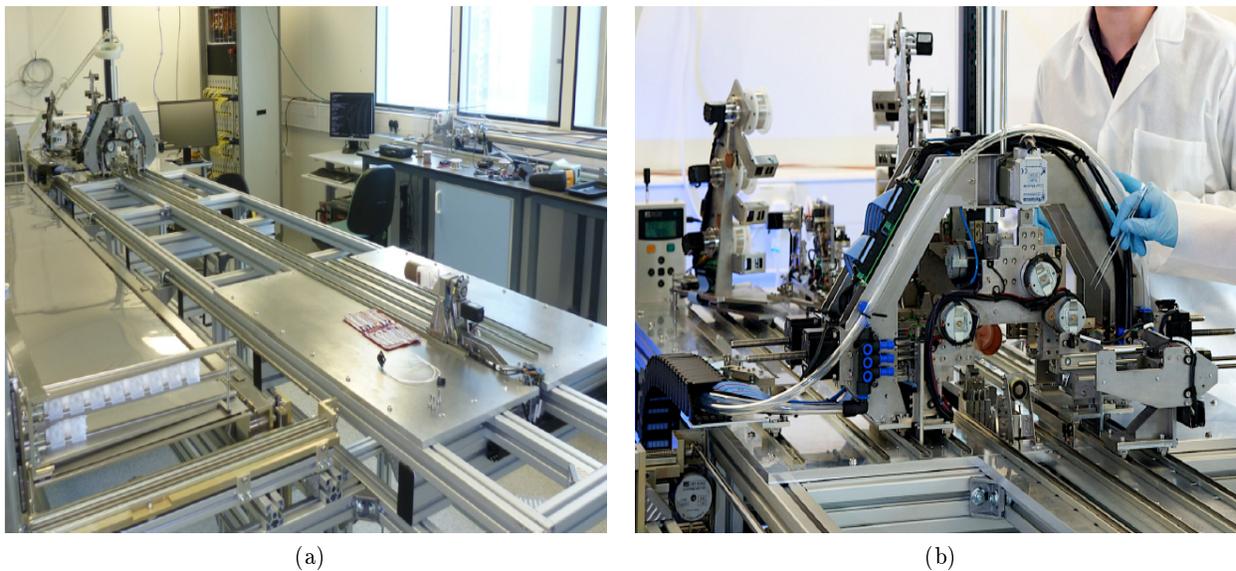


FIGURE 2.4: Photographies du robot utilisé pour le tissage automatique des cellules du trajectographe du démonstrateur de SuperNEMO

2.3.2 Fonctionnement

Lorsqu'une particule chargée traverse le gaz compris dans la chambre à fils, elle l'ionise en créant des paires électron-ion. Les électrons produits vont alors dériver vers le fil anodique sous l'effet du champ électrique. Lors de leurs parcours, les électrons sont accélérés par ce même champ, ce

qui va avoir comme conséquence de créer un phénomène d’avalanche à proximité du fil anodique. L’arrivée de l’ensemble de ces électrons fournit un signal anodique rapide. Lors du déclenchement d’un scintillateur par une particule ayant traversé le trajectographe, il est possible de calculer le temps de dérive des électrons secondaires à partir du laps de temps s’écoulant entre le déclenchement du scintillateur et le signal anodique. Ce temps de dérive permet alors d’accéder à la distance radiale entre le lieu d’interaction de la particule chargée dans le trajectographe et le fil anodique concerné.

En plus de cela, sous l’effet de l’avalanche des électrons secondaires, un plasma Geiger est produit et va ainsi se propager le long du fil anodique vers les extrémités du fil. L’arrivée de celui-ci à chaque extrémité de la cellule va créer un signal cathodique. La différence de temps entre les deux signaux cathodiques permet alors d’accéder à la position verticale de création du plasma. Les premiers tests effectués sur le trajectographe ont permis d’obtenir les résolutions radiales et verticales de la chambre à fils. Elles sont respectivement de 0,7 mm et 1 cm, ce qui est très proche de celles obtenues pour NEMO3 (résolution radiale de 0,5 mm et verticale de 8 mm) malgré l’utilisation de cellules plus longues et plus larges.

Par ce fonctionnement, il est possible de reconstruire les traces des particules qui traversent le trajectographe et ainsi d’accéder au vertex initial et final des particules. En plus de cela, l’ajout d’un champ magnétique autour du détecteur et de façon parallèle à la disposition des cellules entraîne la courbure de la trajectoire des particules en fonction de leur charge électrique. Ainsi, en fonction de la courbure observée, le trajectographe nous permettra de discriminer les paires électron-positron de possibles événements double bêta avec une grande efficacité.

2.3.3 Composition du gaz

Le mélange de gaz utilisé dans la chambre à fils est composé à 94,85 % d’hélium, 4 % d’éthanol, 1 % d’argon et 0,15 % d’eau. Le choix des éléments ainsi que les proportions répondent à des besoins caractéristiques de la chambre à fils pour fonctionner de façon optimale :

- L’hélium, de par son faible numéro atomique, limite les pertes d’énergies des particules dans le gaz. A titre d’exemple, un électron de 1 MeV perd en moyenne une cinquantaine de keV dans la chambre à fils.
- L’alcool, de par sa structure moléculaire complexe, évite les redéclenchements intempestifs à distance par l’absorption des photons UV générés par le plasma Geiger ou par la neutralisation des ions He^+ . Dans le dernier cas, l’excès d’énergie est absorbé par la brisure de la molécule.
- L’argon, du fait d’être facilement photoionisable, a été ajouté afin de garantir la bonne propagation du plasma Geiger vers les extrémités des fils.
- L’eau, de par sa forte électronégativité, stabilise le fonctionnement de la chambre à fils par l’absorption des électrons.

Le gaz du trajectographe sera maintenu à une surpression de l’ordre de 10 mbar par rapport à la pression ambiante. Celui-ci est renouvelé en permanence par un système de circulation du gaz avec un débit de 0,5 à 2 m³/h permettant d’atteindre les exigences concernant le taux de radon dans la chambre à fils. En effet, le renouvellement du gaz permet dans un premier temps de contrôler les possibles impuretés du gaz empêchant le bon fonctionnement des cellules et dans un second temps de limiter la concentration de radon dans la chambre à fils. Ce dernier peut être lié au dégazage éventuel des matériaux du trajectographe ou des éléments du calorimètre en cas de fuites. C’est la raison pour laquelle, l’émanation de radon de chacun des éléments composant le trajectographe et le calorimètre a été mesurée à l’aide de chambres d’émanation spécialement développées pour SuperNEMO. Le fonctionnement de celles-ci sera présenté lors de la section [2.6.2.3](#).

Les différentes sections formant le trajectographe de SuperNEMO ont été construites à l'Université de Manchester et au MSSL en Angleterre. L'ensemble a ensuite été envoyé au LSM pour son intégration dans le détecteur. La figure 2.5 représente la phase de liaison entre un des deux trajectographes et un mur du calorimètre du démonstrateur.



FIGURE 2.5: Photographie représentant la phase de liaison entre une partie du trajectographe et du calorimètre du démonstrateur de SuperNEMO.

2.4 Calorimètre

Le calorimètre de SuperNEMO permet la mesure de l'énergie et du temps des vol des particules y déposant de l'énergie. Il sera composé de 712 scintillateurs plastiques de grands volumes couplés à des photomultiplicateurs de taille 5" ou 8" répartis selon trois ensembles (voir figure 2.6) :

- Un calorimètre principal composé de 520 modules optiques et destiné à la détection des électrons mais permettant aussi un marquage efficace des rayonnements gammas. Le calorimètre principal est formé par deux murs parallèles entourant la feuille source et le trajectographe. L'intégralité des modules optiques de ce calorimètre ont été assemblés et caractérisés au CENBG et feront l'objet du chapitre 3.
- Un calorimètre secondaire composé de 128 modules optiques situés sur les côtés du trajectographe. Celui-ci permet ainsi d'augmenter l'efficacité de détection du détecteur. Il a été produit et assemblé directement sur le trajectographe à UCL en Angleterre. Les contraintes

sur les performances de ce calorimètre sont moins importantes que celles du calorimètre principal en raison du plus faible taux de déclenchement de celui-ci lié à l'efficacité géométrique. Ainsi, la moyenne de résolution en énergie FWHM des modules optiques le composant se situe aux alentours de 12 % pour des électrons de 1 MeV.

- Un calorimètre servant de veto aux rayonnements gammas qui est composé de 64 modules optiques. Ces derniers sont positionnés en dessous et sur le dessus des trajectographes afin de fermer le détecteur et d'augmenter l'efficacité de détection des rayonnements gamma du bruit de fond. Ce calorimètre a aussi été construit à UCL et l'ensemble des 64 modules optiques ont été assemblés lors de la production du trajectographe. La résolution en énergie FWHM moyenne des modules optiques de ce calorimètre se situe aux alentours de 15 % pour des électrons de 1 MeV.

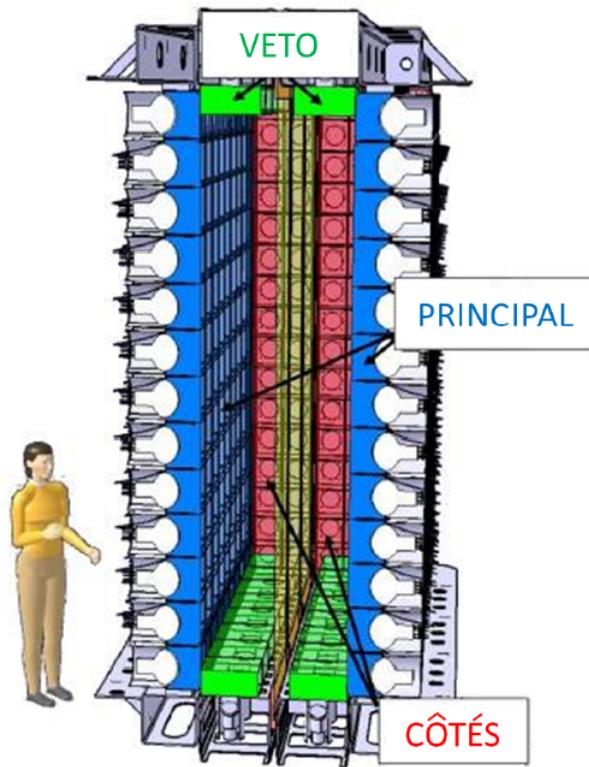


FIGURE 2.6: Représentation schématique des trois calorimètres du démonstrateur SuperNEMO.

La présentation complète des éléments composant les modules optiques du calorimètre principal et les performances de celui-ci seront détaillés au cours du chapitre 3.

2.4.1 Méthodes d'étalonnages du calorimètre

Les performances des modules optiques ont été caractérisées préalablement à leur assemblage dans le détecteur final. Cependant, un étalonnage des modules optiques reste indispensable une fois le détecteur en fonction. Les étalonnages en énergie (absolu et relatif) mais aussi l'étalonnage en temps, qui permet la discrimination des événements en fonction de leur point d'émission seront décrits dans les paragraphes suivants.

2.4.1.1 Etalonnage en énergie

L'étalonnage en énergie du calorimètre est basé sur deux protocoles expérimentaux complémentaires. L'étalonnage absolu utilise des sources radioactives d'activités connues et mesurées par spectrométrie gamma tandis que l'étalonnage relatif est réalisé à l'aide d'un système d'injection de lumière produite par des LEDs¹.

Etalonnage absolu en énergie

L'étalonnage absolu en énergie du détecteur SuperNEMO sera réalisé à l'aide de sources radioactives de ^{207}Bi . Dans le démonstrateur, 24 sources seront insérées à l'intérieur de 6 différentes colonnes selon le schéma visible sur la figure 2.7. La mise en place des sources de calibration s'effectue à l'aide d'un fil à plomb en cuivre contenant les sources et déployé dans les tubes de calibration prévu à cet effet. L'ensemble du dispositif est motorisé afin de pouvoir insérer et retirer les sources de calibration sans ouvrir le détecteur.

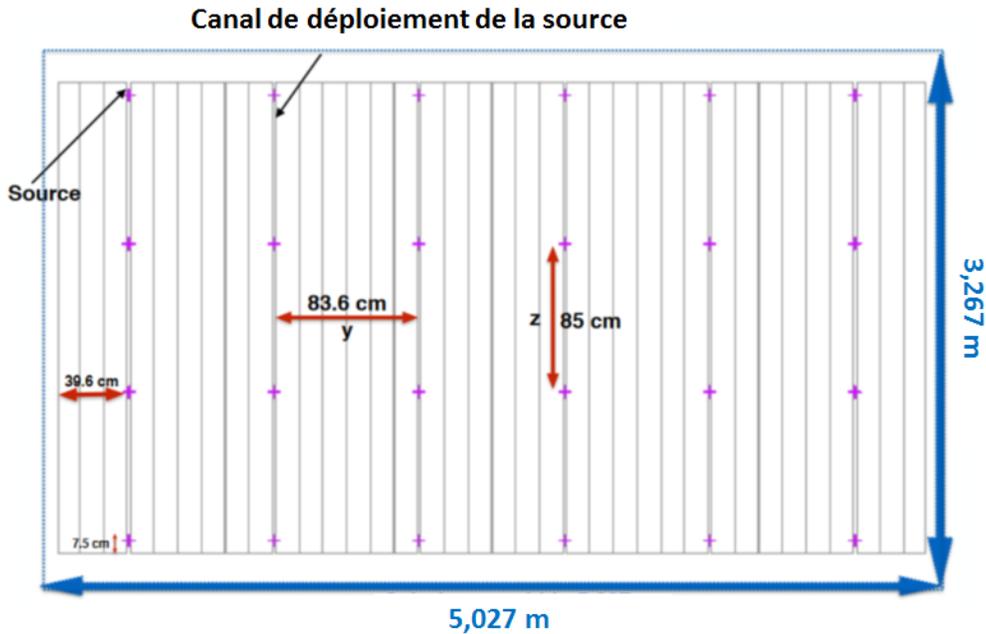


FIGURE 2.7: Vue schématique du plan des feuilles sources montrant la disposition des sources de ^{207}Bi (représentées par une croix violette) pour l'étalonnage en énergie du calorimètre de SuperNEMO.

Le ^{207}Bi permet de faire un étalonnage avec des électrons monoénergétiques. En effet, il décroît par capture électronique vers le ^{207}Pb en émettant des électrons de conversion interne de 482 keV (1,5 %), 976 keV (8 %) et 1682 keV (0,02 %). Dans le cas de SuperNEMO, la statistique risque d'être insuffisante pour prendre en compte la contribution des électrons de 1682 keV. La courbe d'étalonnage absolu sera principalement mesurée à partir des pics en énergie des électrons de 482 et 976 keV.

Lors de la prise des données, le trajectographe devra être utilisé afin de différencier les électrons des rayonnements gammas également produits par la source. Les rayonnements gammas les plus

1. Light-Emitting Diode

importants sont produits à des énergies de 570 keV (97,7 %), 1064 keV (74,5 %) et 1770 keV (6,9 %). Afin de ne pas provoquer un vieillissement trop important de la chambre à fils, les sources devront avoir une faible activité, impliquant des mesures plus longues. Cette durée de calibration est à prendre en considération car l'acquisition double bêta est suspendue pendant ces phases.

Les spectres en énergie mesurés pour chacun des modules optiques du calorimètre vont permettre d'étalonner leur réponse en énergie, de mesurer leur résolution en énergie et également d'étudier une possible dépendance de la réponse des compteurs en fonction du point d'impact des électrons sur la face avant du scintillateur.

L'activité des sources ainsi que la durée et la fréquence des étalonnages ne sont à ce jour pas encore totalement définies. Pour le moment, deux différents étalonnages absolus sont proposés :

1. Un étalonnage bimensuel de l'intégralité des modules optiques pendant une durée de 18 heures permettant aussi d'estimer la résolution en énergie par l'utilisation des trois énergies d'électrons de conversions du ^{207}Bi .
2. Un étalonnage quotidien d'une durée de 1 heure permettant d'observer les possibles variations de gain des PMs par l'estimation de la position du pic à 976 keV seulement. Cet étalonnage sera principalement utilisé dans les premiers mois de l'expérience afin de valider de façon complète l'utilisation du système de LEDs que nous détaillerons dans la section suivante.

Les activités disponibles de ces sources sont de 318 Bq mais une proposition d'utilisation de sources plus actives est toujours en discussion.

Etalonnage relatif en énergie

Le système d'étalonnage relatif par injection lumineuse, ou Light Injection (LI) Monitoring System en anglais, a été conçu pour le détecteur SuperNEMO dans le but de :

1. Permettre une surveillance quotidienne de la réponse des modules optiques à mieux que 1 %. En effet, le gain d'un PM peut varier légèrement avec les conditions expérimentales (telle que la température), les fluctuations de la haute tension ou des effets de vieillissement. La surveillance de ce comportement s'effectuera à l'aide d'une LED envoyant une lumière UV à travers des fibres optiques qui pourra se propager dans le scintillateur sans exciter les molécules du scintillateur. Une réponse en charge est ainsi déclenchée et mesurée en sortie de photomultiplicateur afin d'être comparée au signal obtenu dans le cas d'un événement réel dans le scintillateur. Pour chaque module optique, la réponse obtenue est comparée à la valeur attendue d'après l'étalonnage absolu le plus récent réalisé avec les sources de ^{207}Bi .
2. Tester la linéarité de la réponse des modules optiques. En effet, l'étalonnage absolu réalisé à l'aide des sources de ^{207}Bi est efficace jusqu'à des énergies de 1,5 MeV. Il est donc nécessaire de pouvoir connaître la réponse des modules optiques à un flux de lumière plus important. La quantité de lumière injectée est ajustée afin de stimuler la réponse voulue du scintillateur, en tenant compte des pertes le long des fibres optiques.

Le système LI sera composé d'un ensemble de 20 LEDs pulsées permettant de choisir la hauteur, la largeur et la fréquence de l'impulsion, ce qui correspondra à une certaine intensité des LEDs. Quatre modules optiques de référence indépendants du détecteur et étalonnés en permanence à l'aide d'une source de ^{241}Am ou de ^{207}Bi permettront la calibration et la surveillance du flux de lumière provenant des LEDs. Deux d'entre eux seront quasi identiques à ceux présents dans le calorimètre principal de SuperNEMO. Cependant, les grands scintillateurs comme ceux de SuperNEMO sont plus sensibles aux interactions de bruit de fond. C'est la raison pour laquelle deux autres modules optiques de

référence seront basés sur des scintillateurs plus petits. Dans le cas des grands blocs, la source utilisée sera le ^{207}Bi tandis que ce sera de ^{241}Am pour les petits scintillateurs. Le démonstrateur de SuperNEMO sera composé au total de 712 modules optiques ayant chacun deux fibres optiques² les reliant au système LI. De plus amples informations sont disponibles dans la thèse de John Paul Cesar qui a participé à l'élaboration de ce système au Texas [118].

2.4.1.2 Etalonnage en temps

Afin de discriminer les événements double bêta provenant de la feuille source des événements correspondants la traversée du détecteur par un électron produit au niveau d'un des deux murs du calorimètre, il est nécessaire d'avoir des mesures précises du temps de vol des particules. Les étalonnages en temps permettent de déterminer la résolution en temps de chaque compteur et de synchroniser l'ensemble des modules optiques.

La détermination du temps, à partir d'un signal TDC³ dépend des paramètres suivants :

- le parcours des photons dans le scintillateur,
- le temps de transit des électrons dans le photomultiplicateur,
- la longueur des cables,
- l'électronique (position des cartes filles dans la carte mère).

Tous ces éléments introduisent un retard dans la mesure du temps et sont propres à chaque module optique. Le calcul des temps de vol nécessaire à la discrimination des événements nécessite de connaître le décalage en temps. Cela est possible en utilisant une source émettant deux rayonnements gamma simultanément telle que le ^{60}Co ou en utilisant les 2,2 MeV créés, donnant des électrons traversants, par capture de neutrons sur de l'hydrogène en présence d'une source neutrons. Le ^{60}Co émet en coïncidence un rayonnement gamma de 1173 keV et de 1332 keV. Ces sources seront placées comme les sources de ^{207}Bi permettant ainsi de couvrir toutes les combinaisons possibles de paires de PM.

Ainsi pour une paire de modules optiques ij , on pourra déterminer la relation suivante :

$$TOF_i - (TDC_i + \epsilon_i) = TOF_j - (TDC_j + \epsilon_j) \quad (2.4.1)$$

où les temps $TOF_{i,j}$ correspondent aux temps de vol réels des particules i et j , $TDC_{i,j}$ correspondent au temps mesurée par le signal TDC du module optique associé et $\epsilon_{i,j}$ sont associés au retard propre introduit par les éléments présentés précédemment. La connaissance des valeurs calculées des temps de vol des particules et des temps mesurés par le signal TDC permet ainsi d'estimer le retard en temps entre deux modules optiques :

$$\epsilon_{i,j} = (TOF_i - TDC_i) - (TOF_j - TDC_j) \quad (2.4.2)$$

Cette méthode est cependant limitée par l'utilisation de rayonnements gamma. En effet, l'interaction de ces rayonnements avec le scintillateur est différente de celle des électrons qui entrent au niveau de la face avant du scintillateur. Tandis que les électrons sont arrêtés dans les premiers millimètres, les rayonnements gammas peuvent interagir plus en profondeur. Le développement de corrections en énergie lors du chapitre 5 s'inscrit dans l'idée de pouvoir correctement modéliser l'interaction des rayonnements gammas avec les scintillateurs de SuperNEMO.

2. La deuxième fibre est présente au cas où la première fibre venait à se casser.
3. Time to Digital Converter.

2.5 Stratégie du système de déclenchement de SuperNEMO

Le système de déclenchement de SuperNEMO a été développé au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen (LPC Caen). Son rôle est de sélectionner le plus efficacement les événements ayant un intérêt physique tout en rejetant au mieux les déclenchements fortuits. Ces derniers peuvent être induits par le fonctionnement intrinsèque des cellules Geiger ou des modules optiques. La mise en place d'un système de déclenchement permet de réduire la quantité de données d'acquisition. Le système de déclenchement doit être complété par une stratégie de prise de décision en fonction de la topologie des événements dans le détecteur.

Concernant le trajectographe, il faut réussir à identifier des critères qui correspondent à une trace dans la chambre à fils. Les algorithmes présents dans le système de déclenchement doivent ainsi, en fonction du nombre et la zone des cellules touchées, déterminer s'il y a présence d'une trace ou non. Pour ce qui est du calorimètre, la présence d'un seuil haut et bas en énergie permet dans un premier temps de réduire le taux de déclenchements fortuits. Ce critère n'étant pas suffisant, un nouveau paramètre concernant le nombre de modules optiques touchés dans la même gamme de temps (multiplicité) est pris en compte.

Le soucis majeur de ce type de stratégie concerne la mise en commun des données issues du calorimètre et du trajectographe. En effet, les informations du calorimètre sont obtenues toutes les 25 ns tandis que les informations issues des cellules Geiger sont obtenues toutes les 1600 ns. Afin d'effectuer des coïncidences entre les deux parties du détecteur, il est nécessaire de conserver les informations du calorimètre jusqu'à la mise à disposition des informations du trajectographe. La resynchronisation des données s'effectue au niveau du déclencheur avec la mise en place d'ouverture de portes logiques déclenchées par un module optique du calorimètre.

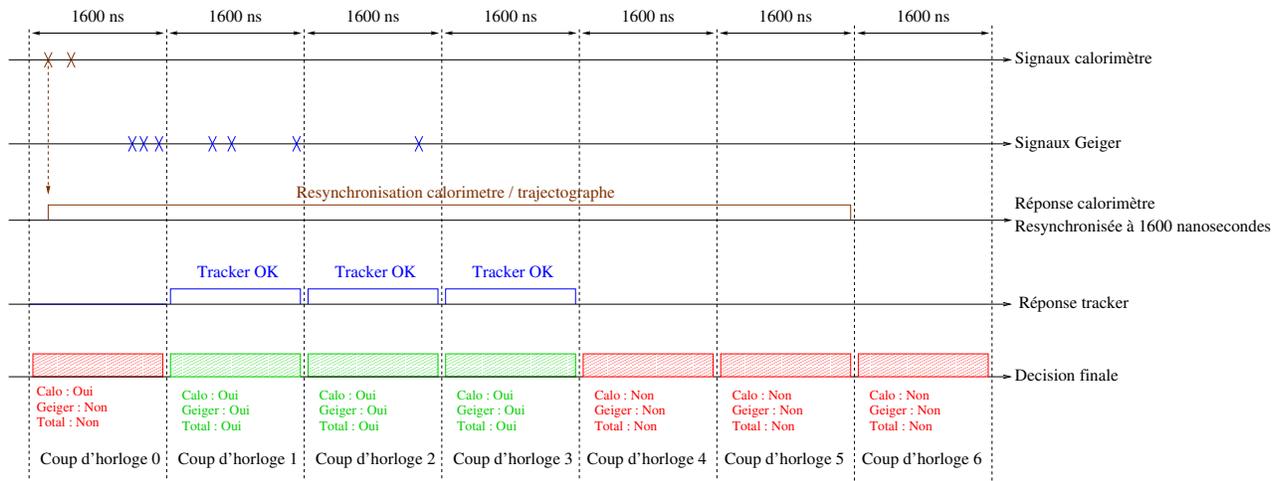


FIGURE 2.8: Chronogramme pour un événement avec étage de coïncidence.

Afin d'illustrer cela, considérons un événement de physique dans le détecteur. La figure 2.8 est un exemple de chronogramme pour un événement dans lequel il y a eu une coïncidence entre le calorimètre et le trajectographe. La réponse du calorimètre est rapide (de l'ordre de quelques nanosecondes). Celle-ci est obtenue par le dépassement du seuil haut de la réponse d'un photomultiplicateur. Ce temps de déclenchement est utilisé comme référence temporelle pour le déclenchement des autres modules de détection, à savoir les modules optiques et les cellules Geiger. Les signaux du calorimètre marquent l'évènement comme ayant eu un déclenchement, faisant passer le système au

niveau supérieur. On recherche ensuite dans une gamme de temps de 8 μ s les coïncidences calorimètre/trajectographe dans une même zone géographique du détecteur. De plus, il faut que le nombre de cellules Geiger déclenchées autour d'un calorimètre touché soit assez important (de l'ordre de 3-4 cellules déclenchés). Si l'ensemble de ces critères sont remplis, la coïncidence est actée et l'évènement est associé à un évènement prompt.

2.6 Bruit de fond

L'expérience SuperNEMO est une expérience basé sur la recherche d'un signal rare, avec un nombre d'évènements attendus faible. Il est donc nécessaire de connaître et de réduire au maximum les possibles sources de bruits de fond pouvant dégrader l'observation du signal recherché. Les énergies mises en jeu au cours de processus double bêta impliquent que ce type d'expérience est sensible à plusieurs sources de bruits de fond que nous allons présenter. Par la suite, nous détaillerons les différents développements techniques menés lors de la R&D du détecteur afin de limiter et de contrôler la radiopureté de l'ensemble des matériaux du détecteur.

2.6.1 Bruit de fond de l'expérience SuperNEMO

2.6.1.1 Bruit de fond environnant

Le démonstrateur de SuperNEMO est situé, comme son prédécesseur, au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM). Ce Laboratoire, situé en plein milieu du tunnel du Fréjus sous la pointe du Fréjus (voir figure 2.9), permet de protéger le détecteur des rayonnements cosmiques. Il est situé sous une épaisseur de roches de 1780 mètres, ce qui est équivalent à 4800 mètres d'eau permettant ainsi une réduction du flux de muons d'un facteur de trois millions en comparaison avec la surface. Le flux de muons attendus dans le détecteur est de l'ordre de 4 muons/jour/m².

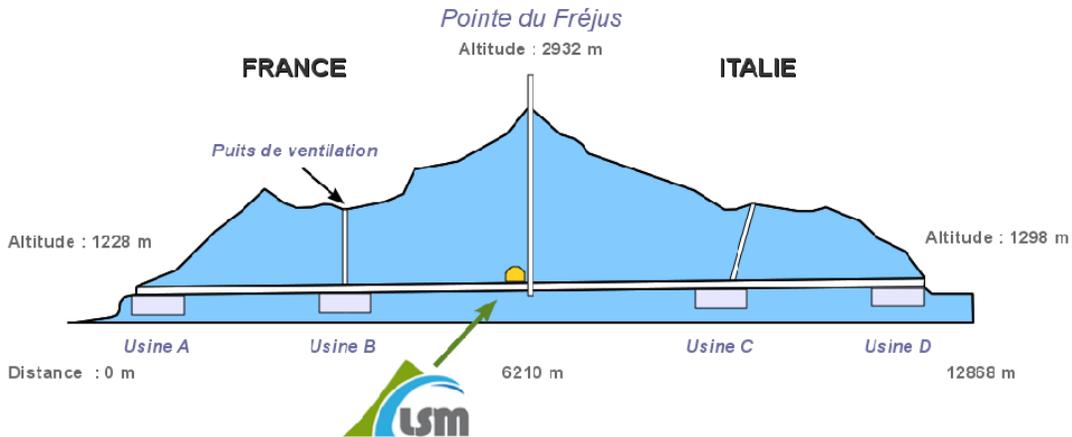


FIGURE 2.9: Localisation du Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) dans le tunnel du Fréjus.

Néanmoins, même réduit à un très bas niveau, le flux du muons peut occasionner d'autres types de bruits de fond avec la création de rayonnements gamma de hautes énergies par rayonnement Bremsstrahlung. Ils peuvent ainsi produire des neutrons de spallation qui à leur tour, peuvent induire

l'émission de rayonnements gamma par captures radiatives. L'ensemble de ces éléments ainsi que la radioactivité naturelle présente dans le Laboratoire forment le bruit de fond environnant du démonstrateur.

Pour lutter contre ce bruit de fond, le détecteur sera placé à l'intérieur d'un blindage. La géométrie exacte du blindage est en cours de finalisation mais celui-ci comprendra 20 cm de fer situé autour du détecteur afin d'arrêter les rayonnements gamma. Il sera ensuite compris dans un blindage complémentaire composé d'eau borée permettant de réduire le flux de neutrons.

2.6.1.2 Bruit de fond externe

Une des composantes du bruit de fond de l'expérience SuperNEMO concerne la radioactivité naturelle des divers composants du détecteur autre que la feuille source, d'où le nom de bruit de fond externe à distinguer du bruit de fond environnant qui ne provient pas des éléments du détecteur. Cela concerne les éléments du trajectographe, du calorimètre, des structures, etc. La radioactivité de ces matériaux entraîne la production de rayonnements gamma et d'électrons qui peuvent ainsi interagir dans les feuilles sources. En particulier, si l'énergie du rayonnement gamma est supérieure à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$, ce bruit de fond est susceptible de créer des événements dont la topologie est proche des décroissances double bêta par différents processus visibles sur la figure 2.10 :

- création de paires e^-/e^+ avec une mauvaise reconstruction de la courbure du positron,
- double diffusion Compton,
- diffusion Compton ou effet photoélectrique produisant un électron qui subit ensuite une diffusion Möller.

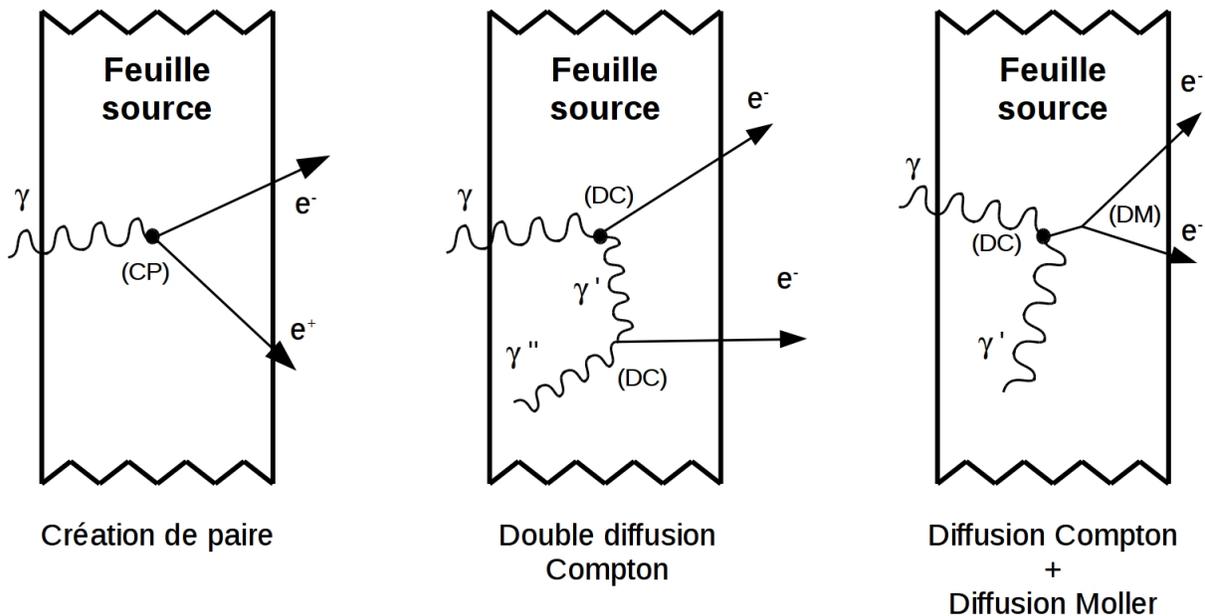


FIGURE 2.10: Illustration des trois principaux mécanismes à l'origine du bruit de fond externe donnant des événements de topologie de type $\beta\beta 0\nu$ à partir d'un rayonnement gamma interagissant avec la feuille source (CP = Création de Paire ; DC = Diffusion Compton ; DM = Diffusion Möller).

L'ensemble de ces mécanismes à l'origine de topologies semblables à la décroissance $\beta\beta 0\nu$ concernent bien évidemment les événements produits par le bruit de fond environnant. La probabilité de chacun de ces processus dépend fortement de l'énergie du photon incident. Pour des énergies proches de l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$, le processus le plus probable est la diffusion Compton. Il est important de placer le détecteur dans un magnétique de 25 Gauss afin de pouvoir discriminer les électrons des positrons par le biais de la courbure de leur trajectoire dans la chambre à fils. Nous verrons plus en détails dans le chapitre 3 les contraintes imposées par la présence de ce champ magnétique sur la géométrie du calorimètre.

C'est la raison pour laquelle, la radioactivité de l'ensemble des matériaux formant le détecteur a été mesurée au préalable par spectrométrie gamma (voir section 2.6.2.1). Les principaux isotopes recherchés sont le ^{208}Tl et le ^{214}Bi provenant respectivement des chaînes radioactives de ^{238}U et ^{232}Th . Ces deux isotopes sont problématiques car, parmi l'ensemble des isotopes radioactifs naturellement présents, ils sont les seuls à être émetteur β^- avec des énergies de transition Q_{β} supérieures à celle de la décroissance $\beta\beta$ (5,00 MeV pour le ^{208}Tl , 3,27 MeV pour le ^{214}Bi et 2,99 MeV pour la décroissance $\beta\beta$). Cela signifie que la désintégration de ces noyaux peut entraîner la création de deux électrons se partageant une énergie totale qui peut correspondre à l'énergie d'un signal $\beta\beta 0\nu$ d'où l'intérêt de travailler avec le ^{150}Nd ou le ^{48}Ca .

Comme évoqué auparavant lors de la description du trajectographe, le radon présent dans la chambre à fils est la source de bruit de fond externe la plus importante. Le ^{222}Rn fait partie de la chaîne de décroissance du ^{214}Bi , sauf que celui-ci est sous forme gazeuse pouvant se propager librement dans le détecteur et se déposer ainsi à la surfaces des fils du trajectographe. C'est la raison pour laquelle l'ensemble des éléments du trajectographe et du calorimètre ont été testés afin de vérifier une possible émanation de radon (section 2.6.2.3). Nous verrons notamment au cours du chapitre 3 comment des stratégies anti-radon ont été mises en place au niveau du calorimètre afin d'éviter une contamination en radon du trajectographe.

2.6.1.3 Bruit de fond interne

Le bruit de fond d'origine interne est causé par la présence de contaminants radioactifs dans les feuilles sources. Les principaux mécanismes pouvant reproduire la topologie des événements double bêta sont basés sur la production d'un second électron lors d'une désintégration β^- (figure 2.11) par :

- conversion interne du noyau fils lors d'une décroissance β ,
- diffusion Möller dans la feuille source d'un électron émis lors d'une décroissance β ,
- décroissance β suivi de l'émission d'un rayonnement gamma qui effectue une diffusion Compton dans la source.

De la même façon que pour les bruits de fond externes, seuls les isotopes émetteurs β ayant une énergie de transition supérieure au $Q_{\beta\beta}$ de l'isotope étudié constituent une source de bruit de fond pour la recherche d'un signal $\beta\beta 0\nu$. Ainsi, les contaminations en ^{208}Tl et en ^{214}Bi des feuilles sources sont particulièrement critiques. C'est la raison pour laquelle un détecteur a été spécialement conçu pour mesurer la radiopureté de ces feuilles. Celui-ci sera présenté plus en détails dans la section 2.6.2.2.

La source de bruit de fond ultime de ce type d'expérience est la décroissance $\beta\beta 2\nu$ de l'isotope considéré. En effet, lorsque l'énergie emportée par les deux neutrinos est extrêmement faible, la quasi totalité de l'énergie est emportée par les électrons. Le risque de recouvrement avec le signal $\beta\beta 0\nu$ recherché augmente avec la résolution en énergie du calorimètre. Améliorer la résolution en énergie

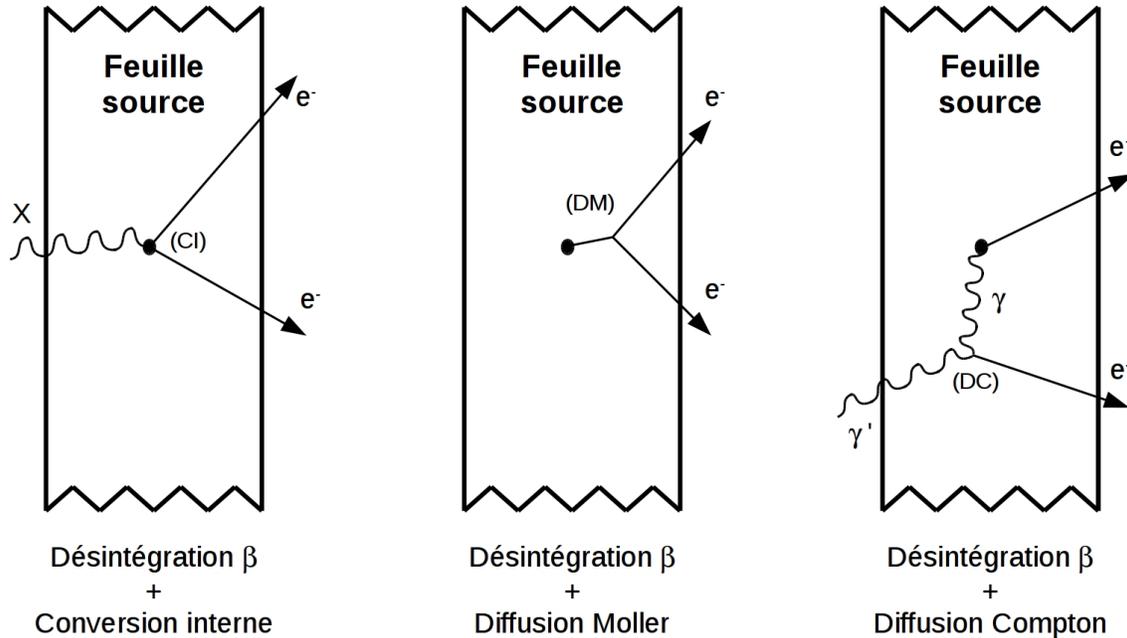


FIGURE 2.11: Illustration des trois principaux mécanismes à l'origine du bruit de fond interne donnant des événements de topologie $\beta\beta 0\nu$ à partir d'une désintégration β provenant d'une contamination de la source (CI = Conversion Interne ; DM = Diffusion Möller ; DC = Diffusion Compton).

permet donc de limiter ce bruit de fond. Le nombre d'évènements $\beta\beta 2\nu$ dépendant de la période de décroissance de ce phénomène, utiliser un isotope dont ce temps de demi-vie est long permet aussi de réduire ce bruit de fond.

2.6.2 Mesure de radiopureté

De nombreux développements ont été effectués pour construire un démonstrateur bas bruit de fond. En effet, l'intégralité des matériaux utilisés dans la construction du détecteur ont été testés afin de bien caractériser leur radioactivité naturelle intrinsèque. Pour cela, trois différentes techniques ont été utilisées : la spectrométrie gamma bas bruit de fond pour mesurer les contaminations gamma des matériaux, le détecteur BiPo afin de détecter de très faibles contaminations dans les feuilles sources et les chambres d'émanation de radon permettant de savoir si un matériau émane ou non du radon. Ces trois techniques de détection de la radioactivité naturelle sont présentées dans les paragraphes suivants.

2.6.2.1 Spectrométrie gamma bas bruit de fond

La spectrométrie gamma bas bruit de fond est une technique de mesure essentielle pour les expériences recherchant des événements rares. En effet, celle-ci permet d'identifier et de mesurer la présence d'éléments radioactifs émetteurs gamma naturels (^{40}K , chaînes de décroissance de l' ^{238}U , ^{232}Th , etc) ou artificiels (^{60}Co , ^{137}Cs , etc) dans un matériau. Afin de bénéficier d'une très bonne résolution en énergie ainsi que d'une haute efficacité de détection aux rayonnements gamma, les

détecteurs utilisés sont de type semi-conducteurs. Ce type de mesures permet d'atteindre des sensibilités de détection de l'ordre du mBq/kg. Cette technique s'est révélée indispensable dans le cadre du démonstrateur de SuperNEMO afin de contrôler et de sélectionner tous les matériaux de l'expérience.

La collaboration SuperNEMO possède au total 6 détecteurs HPGe (pour High Purity Germanium) dont trois sont localisés au LSM (avec une sensibilité allant de 0,1 à 1 mBq/kg pour une mesure standard d'un échantillon de 100 g sur une durée de deux semaines) et les trois autres au sein de la plate-forme PRISNA (Plate-forme Régionale Interdisciplinaire de Spectrométrie Nucléaire en Aquitaine) du CENBG (avec une sensibilité de allant de 10 à 100 mBq/kg pour une mesure standard). Les trois détecteurs situés au CENBG ont donc permis de contrôler les éléments les moins critiques du détecteur et aussi à effectuer une présélection des échantillons devant être mesurés au LSM.

L'analyse de ces mesures consiste à identifier l'énergie des raies observées sur le spectre gamma obtenu pour un échantillon. L'énergie d'un rayonnement gamma étant caractéristique d'un isotope, on peut remonter à l'activité de celui-ci à partir du nombre d'événements compris dans la raie (voir figure 2.12). Si aucune raie n'est observée pour l'isotope considéré, une limite supérieure sur l'activité dans l'échantillon peut être déterminée.

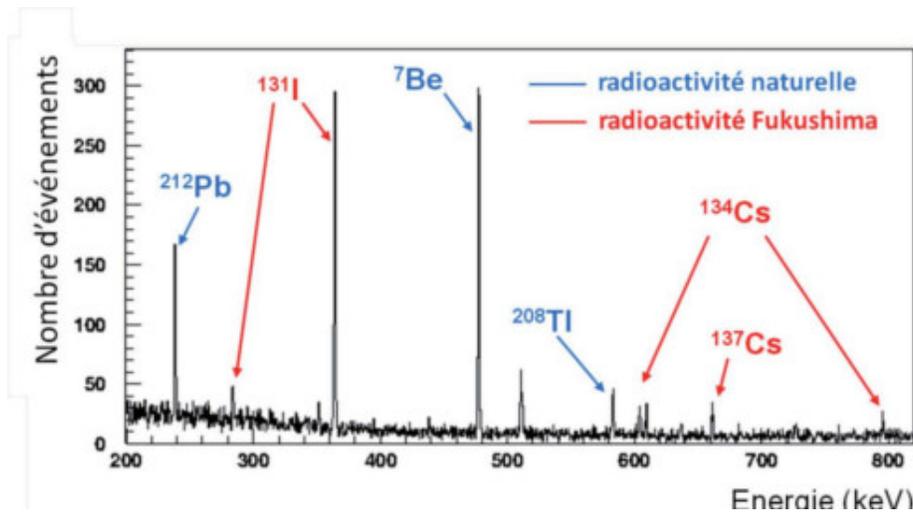


FIGURE 2.12: Illustration de la détermination des contaminations radioactives présentes dans un matériau par spectrométrie gamma. Chaque raie positionnée à une énergie donnée est représentative d'un isotope contenu dans l'échantillon.

2.6.2.2 Détecteur BiPo

La radiopureté des feuilles sources est un élément fondamental du détecteur SuperNEMO. En effet, l'objectif de la collaboration est de réussir à produire des feuilles sources dont la contamination en ^{208}Tl et ^{214}Bi sont respectivement inférieures à 2 $\mu\text{Bq/kg}$ et 10 $\mu\text{Bq/kg}$. Au début de la phase de R&D de SuperNEMO, aucun détecteur n'était capable de mesurer des niveaux de radiopureté aussi bas. Un nouveau détecteur a donc été spécifiquement conçu et construit par la collaboration : le détecteur BiPo [119].

Le principe de ce dispositif repose sur la détection des décroissances successives β du bismuth et α du polonium présents dans les chaînes radioactives naturelles du ^{208}Tl et ^{214}Bi . Pour cela, le

détecteur BiPo est constitué de deux compteurs à scintillation se faisant face, avec l'échantillon à mesurer placé entre ces deux compteurs. Ainsi, les événements correspondants à l'enregistrement de deux signaux successifs et séparés par un temps caractéristique de la période de décroissance α des isotopes d'intérêts sont identifiés comme des événements BiPo. Dans le cas de la chaîne radioactive comprenant le ^{208}Tl , il s'agit d'observer la décroissance β du ^{212}Bi ($Q_\beta = 2,2$ MeV) suivie de la décroissance α du ^{212}Po ($E_\alpha = 8,78$ MeV) avec une période de 300 ns. Pour la chaîne radioactive comprenant le ^{214}Bi , le signal caractéristique correspond à une décroissance β de ce noyau ($Q_\beta = 3,2$ MeV) suivie par la décroissance α du ^{214}Po ($E_\alpha = 7,69$ MeV) avec une période de 164 μs . La spécificité de ces deux cascades permet de mesurer avec une grande sensibilité l'activité de ces deux chaînes radioactives.

Le dispositif complet est composé de 80 modules optiques permettant la détection de signaux. Le détecteur permet ainsi de couvrir une surface totale de $3,6 \text{ m}^2$ (voir figure 2.13). Les scintillateurs plastiques utilisés sont carré de 30 cm de côté couplés à des photomultiplicateurs 5" par un guide de lumière en PMMA. L'ensemble des matériaux a bien sûr été sélectionné afin de correspondre aux exigences de basses radioactivités.



FIGURE 2.13: Photographie du détecteur BiPo dans lequel est placée une feuille d'étalonnage en aluminium.

Le détecteur BiPo est en fonctionnement depuis 2013 au Laboratoire Souterrain de Canfranc. Les premières mesures effectuées ont permis de montrer que celui-ci est capable d'atteindre, pour les feuilles sources, une sensibilité de $2 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl et de $140 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi après 6 mois de mesures. L'objectif est atteint concernant les contaminations en thallium. De récents développements sur l'analyse de forme des signaux devraient permettre d'améliorer la limite de détection en ^{214}Bi .

Les premières mesures effectuées par le détecteur ont porté sur $0,52 \text{ kg}$ de sélénium dont les feuilles sources ont été produites à l'ITEP. Les activités mesurées sont de l'ordre de $[9-44] \mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl et inférieures à $300 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi . Les valeurs sont acceptables pour le démonstrateur mais ne correspondent pas aux exigences imposées au départ. Cependant, des pistes d'améliorations sur la production des feuilles sources et sur la purification sont étudiées pour la phase finale du projet.

2.6.2.3 Chambre d'émanation du radon

La présence de radon à l'intérieur du détecteur peut donner lieu à un important bruit de fond. L'exigence en termes d'activité du radon dans le détecteur est donc très importante. La contamination du gaz de la chambre à fils peut être induite de façon générale par trois facteurs : la diffusion de radon de l'extérieur vers l'intérieur du détecteur, l'émanation du radon à partir des matériaux internes et l'activité intrinsèque en radon du gaz injecté dans la chambre à fils.

Le radon émane du radium. Le processus permettant au radon d'être produit puis d'être diffusé dans une atmosphère se décompose selon trois étapes. Premièrement, l'émanation microscopique du radon depuis une structure du matériau qui contient du radium. Lors de sa décroissance, celui-ci se désintègre en radon gazeux qui, à l'aide de son énergie de recul, arrive à s'extraire de la structure en grain du matériau vers le milieu poreux. Celui-ci diffuse ensuite dans le matériau à travers les pores avec une longueur de diffusion caractéristique à chaque matériau. Puis, le radon est exhalé à l'extérieur du matériau et peut ainsi contaminer l'air ambiant du détecteur. Il peut ainsi se déposer sur un autre matériau où il va pouvoir décroître vers des isotopes non gazeux qui seront fixés sur le lieu du dépôt. Le terme d'émanation est donc ici un abus de langage et correspond en réalité à l'intégralité de ces étapes.

L'ensemble des composants du trajectographe et du calorimètre ont ainsi été mesurés afin de voir s'ils émanaient du radon. Dans cette optique, deux dispositifs de mesures d'émanation ont été mis en place au CENBG [120] ainsi qu'un autre à UCL en Angleterre [121] (figure 2.14). La méthode de mesure consiste à placer un échantillon dans un volume isolé du milieu extérieur et rempli d'un gaz dans lequel aucune trace de radon n'est présente au départ de la mesure. L'échantillon est laissé plusieurs jours en mesure afin de laisser l'émanation du matériau opérer. A la suite de cela, l'intégralité du volume est transféré puis mesuré à l'aide d'un détecteur électrostatique. Les sensibilités typiques des détecteurs de la collaboration concernant la mesure du taux d'émanation d'un matériau sont de l'ordre de 0,4 - 0,5 mBq/jour/m² pour une surface d'échantillon de 1 mètre.



FIGURE 2.14: Photographie de l'extérieur (gauche) et de l'intérieur (droite) de la grande chambre d'émanation du CENBG dans laquelle des photomultiplicateurs 8" ont été disposés avant la mesure de leur émanation.

Chapitre 3

Production, Intégration et Mise en fonctionnement du calorimètre de SuperNEMO

Sommaire

3.1	Module optique de SuperNEMO	74
3.1.1	Scintillateur	74
3.1.2	Photomultiplicateurs	81
3.1.3	Assemblage du module optique	97
3.1.4	Radiopureté	101
3.2	Tests des modules optiques en sortie de production	103
3.2.1	Spectromètre à électrons du CENBG	103
3.2.2	Performances des modules optiques du calorimètre	108

Dans le cadre de la recherche de la double désintégration bêta sans émissions de neutrinos, le calorimètre permettra de déterminer si la désintégration a été accompagnée par des neutrinos (la somme de l'énergie des électrons est inférieure à l'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$) ou non (la somme de l'énergie des électrons est égale à l'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$). Pour cela, le calorimètre de SuperNEMO sera composé de compteurs à scintillation, aussi appelés modules optiques. C'est l'association d'un scintillateur et d'un photomultiplicateur qui va permettre de mesurer l'énergie et le temps d'arrivée d'une particule. Lors de son arrivée sur le scintillateur, elle y dépose de l'énergie provoquant une émission de lumière qui est ensuite recueillie par le photomultiplicateur afin de produire un signal électrique en sortie. La charge électrique mesurée est proportionnelle à la lumière produite dans le scintillateur¹, elle-même proportionnelle à l'énergie déposée par la particule.

La R&D menée sur le calorimètre de SuperNEMO s'est focalisée sur les deux grands instruments qui le composent, à savoir le scintillateur et le photomultiplicateur, mais nous verrons aussi que d'autres paramètres, comme le couplage optique ou l'habillage, ont une grande importance [122]. Les différents critères requis pour le calorimètre sont les suivants :

- une résolution en énergie de 4,5 % FWHM pour des électrons de 3 MeV (8 % à 1 MeV), afin de pouvoir séparer les contributions des désintégrations $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$,

1. En réalité, des effets de non-linéarité sont induits par l'effet de saturation de Birks et la production de rayonnements Cerenkov, comme nous le verrons au cours du chapitre 5.

- une résolution temporelle de l'ordre de 400 ps à 1 MeV entre deux modules optiques en coïncidence afin de pouvoir distinguer si un électron provient de la feuille source ou si son origine est extérieure au détecteur,
- une efficacité de détection des gammas supérieure à 50 % à 1 MeV pour les identifier afin de supprimer le bruit de fond associé ou d'étudier la décroissance double bêta vers les états excités,
- une bonne uniformité de la face avant du scintillateur avec des écarts en charge et en résolution en énergie inférieurs à 10 % par rapport à la valeur de référence qui correspond au centre de la face d'entrée du scintillateur,
- une réponse linéaire en charge avec des écarts inférieurs à 1 % pour des énergies comprises entre 0 et 5 MeV,
- un suivi du gain des photomultiplicateurs à mieux que 1 %,
- un niveau de radiopureté des photomultiplicateurs de 600 mBq/kg pour le ^{40}K , 800 mBq/kg pour le ^{214}Bi et 36 mBq/kg pour le ^{208}Tl .

Ce chapitre présentera en détails les différents éléments qui composent le module optique du calorimètre principal de SuperNEMO ainsi que les performances individuelles des modules optiques en sortie de production au CENBG.

3.1 Module optique de SuperNEMO

3.1.1 Scintillateur

Les scintillateurs sont des matériaux qui vont convertir de façon quasi-proportionnelle une absorption d'énergie en une émission de lumière. La découverte de la scintillation remonte à la première observation des rayons X par Wilhem C. Roentgen en 1895. Il fut d'ailleurs le premier à recevoir le prix Nobel de physique en 1901. Une des premières découvertes importantes réalisées à l'aide de la scintillation est celle du noyau atomique par Ernest Rutherford en 1910 qui a utilisé un scintillateur de sulfure de zinc (ZnS) positionné derrière une fine feuille d'or afin de visualiser la collision des particules alpha.

Il a fallu attendre une trentaine d'années et le développement des photomultiplicateurs permettant l'amplification du signal lumineux pour que cette technique soit utilisée en calorimétrie. Les années 40 et 50 ont été marquées par le développement de nouveaux types de scintillateurs organiques ou inorganiques sur lesquels nous reviendrons par la suite.

Les scintillateurs doivent réunir certaines conditions afin de pouvoir servir de détecteur [123] :

1. La conversion d'énergie cinétique des particules incidentes en lumière doit se faire dans une gamme de longueur d'onde détectable par des photomultiplicateurs,
2. Le rendement de scintillation par unité d'énergie déposée doit être le plus élevé possible pour les expériences aspirant à une grande résolution en énergie,
3. Le rendement de scintillation par unité d'énergie doit être le plus linéaire possible sur une gamme d'énergie souvent étendue,
4. Le matériau doit être transparent à sa propre longueur d'onde d'émission afin d'éviter la réabsorption de la lumière,

5. Le matériau doit pouvoir être fabriqué à différentes tailles afin de s'adapter aux différentes applications,
6. Le temps de réponse du scintillateur doit être le plus court possible afin de permettre l'obtention de signaux rapides pour des études de temps de vol,
7. L'indice de réfraction du matériau doit être proche de celui du verre (environ 1,5) afin d'éviter un phénomène de réflexion totale à l'interface entre le scintillateur et le photomultiplicateur.

Sachant qu'aucun matériau ne satisfait toutes ces propriétés, cela signifie qu'en fonction des applications désirées, notamment en ce qui concerne la nature des particules à détecter, un certain type de scintillateur va être plus ou moins adapté (densité, numéro atomique Z). De plus, dans le cas des expériences à très bas bruits de fond telles que SuperNEMO, une condition sur la radiopureté du scintillateur est aussi indispensable. Nous verrons donc plus en détails par la suite pourquoi des scintillateurs organiques, composés principalement d'hydrogène et de carbone, ont été choisis dans le cadre de cette expérience.

3.1.1.1 Physique de la scintillation

Il existe principalement deux grandes familles de scintillateurs, à savoir, les scintillateurs inorganiques et les scintillateurs organiques qui se différencient par leur composition ainsi que par le mécanisme de production de la fluorescence [124]. A noter qu'il existe une troisième famille de scintillateurs utilisant les gaz rares avec une fluorescence d'origine atomique. Etant rarement utilisés, nous ne détaillerons pas ces scintillateurs.

Scintillateurs inorganiques

Les scintillateurs inorganiques sont constitués de cristaux semi-conducteurs. Ces derniers ont la caractéristique de posséder une structure en bandes d'énergie (bande de valence, bande de conduction) séparées par une bande interdite en énergie. Lorsque le gap en énergie qui sépare la bande de valence de la bande de conduction n'est pas trop important (≤ 5 eV), l'excitation créée par la particule ionisante permet de faire passer un électron dans la bande de conduction, conduisant à la création d'une paire électron-trou. Les paires libres peuvent librement migrer dans le cristal jusqu'à être capturées par les impuretés qui amènent des niveaux d'énergie intermédiaires entre les deux bandes. La desexcitation de l'impureté peut alors conduire à une émission radiative (scintillation) ou une transition non radiative (chaleur). Le temps de décroissance du scintillateur est déterminé par la durée de vie des niveaux excités des impuretés (de l'ordre de 10^{-7} s) et non pas par le temps de migration des électrons et des trous vers les impuretés du cristal qui est généralement très court ($< 10^{-10}$ s).

On peut décomposer la famille des scintillateurs inorganiques en deux sous parties. La première qui comprend les scintillateurs dits activés où la luminescence est produite par de faibles quantités d'impuretés introduites dans le réseau cristallin. On pourra nommer le thallium, le cerium ou encore le sodium qui sont des impuretés (ou aussi dit dopants) couramment introduites avec l'exemple du NaI(Tl) ou encore du CsI(Na) et du LaBr(Ce). L'autre famille de scintillateurs inorganiques correspond à des scintillateurs dits intrinsèques car il n'est pas nécessaire d'introduire des impuretés pour produire de la lumière. La luminescence est alors soit une propriété intrinsèque du réseau cristallin idéal, soit produite par les défauts du réseau jouant le rôle d'activateurs.

Les scintillateurs inorganiques, de par leurs propriétés, sont plus appropriés à la détection de rayonnements gammas. En effet, la densité des cristaux ainsi qu'un numéro atomique Z élevés en

font un matériau arrêtant facilement les rayonnements gamma. A l'inverse, les électrons auront une grande probabilité d'être rétrodiffusés. Le rendement lumineux de ce type de scintillateurs est très élevé (de l'ordre de 30000 à 40000 photons/MeV), leur résolution en énergie est donc excellente. En revanche, leur temps de décroissance est long et ils ne sont donc pas adaptés pour des mesures de décroissances rapides. Enfin, le rendement lumineux d'un scintillateur inorganique est très dépendant des conditions environnantes telles que la température et l'humidité.

Scintillateurs organiques

La luminescence des scintillateurs organiques est une fluorescence d'origine moléculaire. La plupart des scintillateurs organiques sont constitués de molécules pourvues d'électrons localisés sur des orbitales σ , assurant la liaison entre les atomes de carbone et d'hydrogène ; et d'électrons délocalisés sur des orbitales π qui sont sollicités dans le processus de scintillation, leur liaisons étant moins fortes.

Au sein d'un scintillateur organique, les transitions ont lieu entre des états singulets différents (voir figure 3.1). On notera les états singulets S_{ij} (spin = 0) et les états triplets T_{ij} (spin = 1) où leur état électronique est caractérisé par le premier indice i , et leur état vibrationnel par le second indice j . La différence d'énergie entre les états électroniques est de l'ordre de 1 eV tandis que celle entre les états vibrationnels est de l'ordre de 0,1 eV. Au passage d'une particule ionisante, celle-ci va produire des excitations électroniques faisant passer les électrons π de leur état fondamental S_{00} vers des niveaux d'excitation supérieur S_{ij} (avec i et $j \neq 0$). Les électrons vont alors subir une relaxation très brève (\sim ps) vers l'état S_{10} par une conversion interne non radiative. Suite à cela, la desexcitation électronique se fait par fluorescence rapide (\sim ns) vers des états vibrationnels de plus basse énergie ($S_{10} \rightarrow S_{0j}$). La présence de pertes non radiatives introduit un écart entre énergie absorbée et énergie rayonnée. On appelle cela le décalage de Stokes qui est à l'origine de la transparence du scintillateur à sa propre luminescence.

Les électrons peuvent aussi se retrouver dans un état triplet, soit directement lors de leur absorption ou alors indirectement à partir de l'état S_1 . Ce processus, nommé conversion inter-système, implique un changement de spin non permis par la physique quantique mais rendu possible par le biais du couplage spin-orbite entraînant de possibles recouvrements des états triplets et singulets. Cet effet est d'autant plus fort en présence d'atomes lourds. La transition $T_1 \rightarrow S_0$ étant interdite par les règles de sélection de spin, la constante de temps d'émission d'un photon est retardée par rapport à la fluorescence. On parle alors de phosphorescence permise par les collisions moléculaires.

De même que pour les états triplets, l'énergie d'excitation d'un état singulet peut être dissipée par collisions moléculaires, notamment dans le cas d'impuretés. Contrairement aux cas des scintillateurs inorganiques, les impuretés constituent une source de dégradation du rendement lumineux d'un scintillateur organique. Au final, la quantité d'énergie convertit en photons de scintillation est de l'ordre de 1 %.

La réponse spectrale d'un scintillateur organique se situe généralement dans le domaine des ultraviolets avec un rendement lumineux assez limité. L'ajout d'un soluté comme le PPO² ou le pTP³ lors de la synthèse du scintillateur permet de transformer une part plus importante de l'énergie déposée en lumière. Pour ce qui est du domaine spectral, on ajoute généralement un second soluté afin de décaler les longueurs d'ondes des photons de luminescence pour qu'elles soit mieux adaptées

2. 2,5-biphenyloxazole

3. para-terphenyl

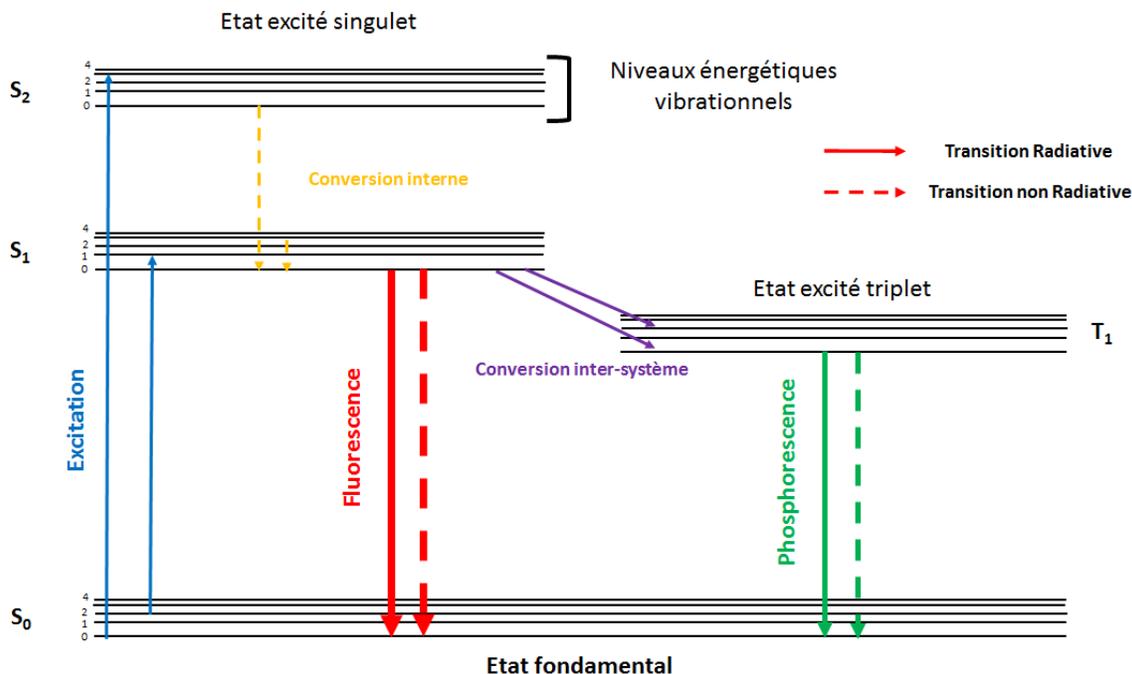


FIGURE 3.1: Représentation des différents états d'excitation et transitions au sein d'une molécule organique

à la sensibilité spectrale des photomultiplicateurs. Ces solutés peuvent être du POPOP⁴ et de l'OB⁵ qui en sont deux types différents, chacun couvrant des domaines spectraux spécifiques d'absorption et d'émission de lumière.

Les scintillateurs organiques étant principalement composés d'atomes de carbone et d'hydrogène, ils possèdent une densité faible (de l'ordre du $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$) et un numéro atomique Z peu élevé. Contrairement aux scintillateurs inorganiques, ils ne sont donc pas aussi efficaces pour la détection de rayonnements gamma mais sont plus intéressants pour la spectrométrie β . En effet, le phénomène de rétrodiffusion et le taux de production de rayonnement de Bremmstrahlung sont moins importants pour des atomes ayant un numéro atomique Z peu élevé. De plus, la présence de nombreux atomes d'hydrogène au sein de la structure permet une très grande sensibilité aux neutrons et leur temps de réponse très rapide permet des mesures de temps de vol ou des études de coïncidences. Enfin, les scintillateurs organiques ont l'avantage de pouvoir être produits en grande quantité, d'être facilement usinables, pour un coût moins important que les scintillateurs inorganiques.

3.1.1.2 Composition des scintillateurs de SuperNEMO

Afin de garantir les spécifications requises pour le calorimètre de SuperNEMO, plusieurs options de scintillateurs ont été testées pendant la phase de R&D du démonstrateur [125]. Par exemple, un scintillateur inorganique rapide de Y_2SiO_5 dopé avec du cérium ou bien un scintillateur Phoswich⁶ [126] ont été considérés mais n'ont pas remplis les spécifications en ce qui concerne la radiopureté,

4. 1,4-di-(5-phenyl-2-oxazolyl)benzène

5. 2,5-thiophenediylbis(5-tert-butyl-1,3-benzoxazole)

6. Pour la contraction de PHOSphore et sandWICH et qui consiste à associer deux scintillateurs de composition différente (décroissance rapide et lente) permettant l'identification du type de particules incidente.

le taux de rétrodiffusion ainsi que le coût. Afin de satisfaire un maximum des critères requis, le choix s'est porté sur le scintillateur organique. En premier lieu, du liquide scintillant a été étudié. En effet, le LAB⁷, a une densité faible ainsi qu'une grande transparence et sa phase liquide permet de garantir une composition moléculaire homogène. Cependant, en raison de limitations dues à la tenue mécanique du système (étanchéité, fenêtre d'entrée mince pour les électrons), cette solution n'a pas été retenue par la collaboration qui s'est alors positionnée sur des scintillateurs plastiques.

Ayant sensiblement les mêmes avantages que le scintillateur liquide, le scintillateur plastique est familier à la collaboration puisque les 1940 compteurs à scintillation de l'expérience NEMO3 étaient formés de ce type de scintillateurs, en polystyrène (PS). Une phase de R&D a aussi été réalisée en comparant des blocs de scintillateurs produits par les sociétés ELJEN ou ENVINET (basée en République-Tchèque et appartenant au groupe ENVINET) ou bien par nos collaborateurs russes à Dubna. Tandis que les scintillateurs à base de polyvinyltoluène (PVT) ont un rendement lumineux plus élevé ainsi qu'une longueur d'absorption plus longue que celle des scintillateurs à base de polystyrène, ils ont aussi un coût plus important. De plus, afin d'améliorer la collection de lumière par rapport à l'expérience NEMO3, le photomultiplicateur est en contact direct avec le scintillateur ce qui nécessite de pouvoir creuser le bloc de scintillateur sans altérer ses performances. Cet usinage est délicat pour les scintillateurs en PVT et a été une des raisons, avec le coût, pour privilégier les scintillateurs en polystyrène.

Au final, le scintillateur retenu pour la totalité du calorimètre de SuperNEMO (à l'exception de 11 blocs en PVT) est un scintillateur plastique à base de polystyrène fabriqué par la société ENVINET. La géométrie du bloc est représentée sur la figure 3.2a et correspond à un cube de dimensions 256x256x194 mm³. Ce grand volume a deux avantages. Premièrement, il permet de minimiser le nombre de modules optiques, réduisant ainsi les coûts (notamment liés à l'électronique de lecture) et le nombre de photomultiplicateurs dont la radioactivité naturelle constitue une des principales sources de bruit de fond externe. Ensuite, la profondeur importante du scintillateur est destinée à pouvoir augmenter la probabilité d'interaction de rayonnements gamma. Le haut du bloc est creusé de telle façon à pouvoir accueillir le photomultiplicateur 8" choisi (partie 3.1.2). Le détecteur étant placé dans un champ magnétique, le PM doit être isolé par un blindage magnétique afin que la collection des électrons ne soit pas modifiée. Ce blindage magnétique doit aller très en avant de la photocathode, recouvrant 12 cm des côtés du scintillateur. Afin de ne pas perdre de surface de détection suite à l'intégration du module optique dans le blindage magnétique (section 3.1.3.3), le scintillateur possède une marche au niveau de la face avant sur laquelle le blindage magnétique vient s'appuyer.

La composition d'origine du scintillateur (PS + pTP 0,6 % + POPOP 0,05 %) a été modifiée pendant la phase de production, pour aboutir à une nouvelle composition (PS + pTP 1,5 % + POPOP 0,05 %) permettant d'optimiser la composition en fonction des dimensions du scintillateur et donc d'améliorer sensiblement la résolution en énergie des blocs [127] comme nous le verrons dans la partie 3.2.2.2. Sur les 520 modules optiques qui composent le calorimètre principal de SuperNEMO, 276 scintillateurs ont une composition standard tandis que 225 ont la nouvelle composition développée par ENVINET. D'autres blocs issus de la phase de R&D et avec de bonnes performances ont été utilisés pour compléter le mur (8 en PS de compositions variées en dopants et 11 en PVT). Les résolutions en énergie obtenues avec ces différents scintillateurs seront présentées dans la partie 3.2.2.2. Le spectre d'émission ainsi que le spectre d'absorption de ce type de scintillateur sont représentés sur la figure 3.2b. Avec la superposition de ces deux courbes, on constate que le pic d'émission des blocs de SuperNEMO se situe autour de 420-430 nm.

7. Linear Alkyl Benzene

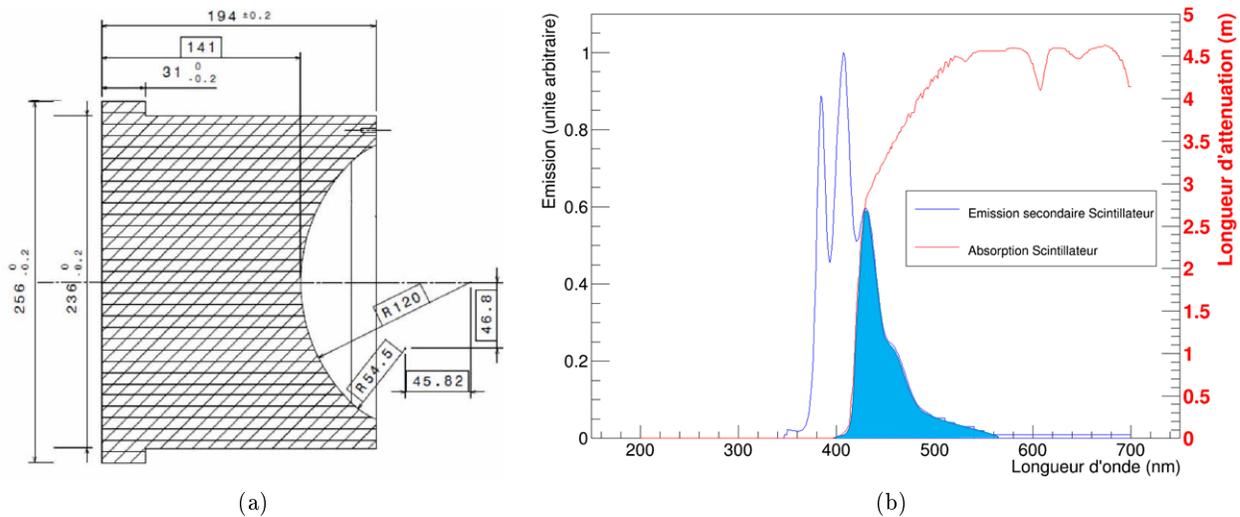


FIGURE 3.2: Schéma mécanique d'un bloc de scintillateur 8" de SuperNEMO (a) et spectres d'émission et d'absorption du scintillateur (b).

3.1.1.3 Interaction des électrons dans les scintillateurs de SuperNEMO

L'interaction des électrons dans la matière a lieu soit avec le noyau des atomes soit avec le cortège électronique de ces mêmes atomes. Tandis que la répulsion coulombienne entre le noyau et l'électron est assimilable à une diffusion élastique (c'est à dire pas ou peu de pertes d'énergie de la particule incidente), les interactions entre un électron et le cortège électronique des atomes sont de type inélastiques. Ces dernières sont prépondérantes dans le cas de scintillateurs plastiques.

Les diffusions inélastiques peuvent être de deux formes différentes pour un électron. L'électron peut perdre de l'énergie par collision avec les électrons du cortège électronique et ce d'autant plus fréquemment que le numéro atomique Z de l'élément considéré est important. On parle dans ce cas de pouvoir d'arrêt collisionnel $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{col}$. Cependant, les électrons peuvent aussi perdre de l'énergie par rayonnement de freinage *Bremmstrahlung*. En effet, à chaque changement de vitesse des électrons, un rayonnement dans la gamme des X apparaît. On parle de pouvoir d'arrêt radiatif $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}$. Le pouvoir d'arrêt total d'un matériau aux électrons correspond alors à la somme des contributions des pertes dues aux collisions ainsi qu'aux rayonnements :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (3.1.1)$$

Les deux pouvoirs d'arrêt cités précédemment pour des électrons interagissant dans du polystyrène sont présentés sur la figure 3.3a et proviennent de la base de donnée ESTAR de NIST [128]. Dans le cadre de l'expérience SuperNEMO, le calorimètre devra détecter des électrons ayant une énergie comprise entre 50 keV (seuil bas de l'électronique d'acquisition) et 3,5 MeV dans le cas du ^{150}Nd . On constate que pour cette gamme d'énergie, les pertes en énergie dans le scintillateur seront quasi intégralement de type collisionnel, évitant ainsi une possible dispersion de l'énergie par rayonnement *Bremmstrahlung*.

De plus, à partir de la figure 3.3b, on constate que le parcours moyen d'un électron de 3,5 MeV n'excède pas 1,2 cm dans le polystyrène. Ainsi, la hauteur de la marche (3,1 cm) des scintillateurs de SuperNEMO (voir figure 3.2a) permet d'arrêter la totalité des électrons d'autant que le parcours de

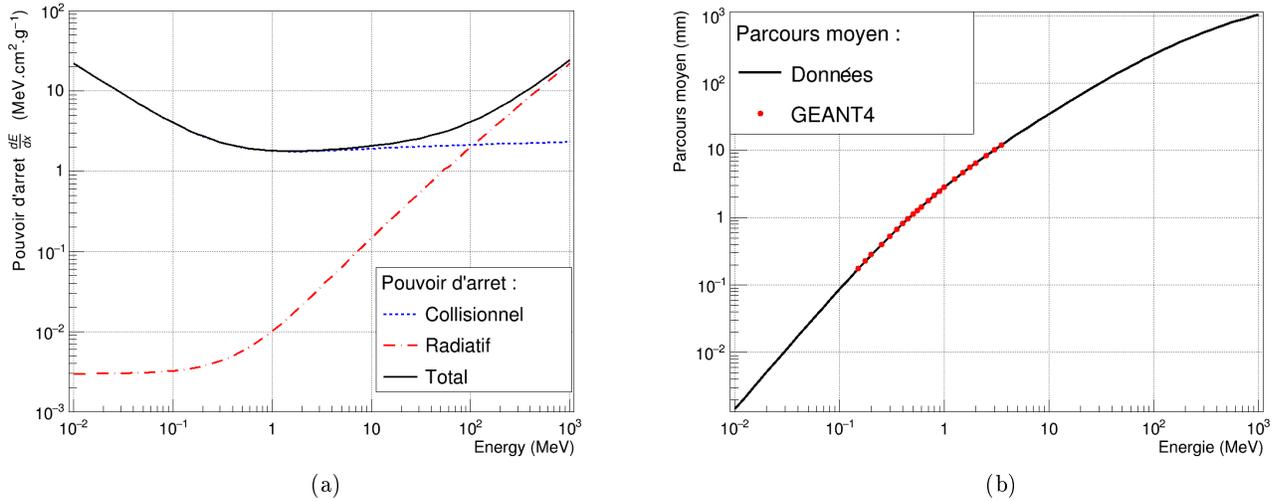


FIGURE 3.3: Evolution des différents pouvoirs d'arrêt (a) et parcours moyen (b) des électrons en fonction de leur énergie dans un scintillateur plastique en polystyrène [128].

l'électron n'est jamais rectiligne mais erratique entraînant une profondeur de pénétration inférieure au parcours moyen des électrons. Les simulations réalisées à l'aide du logiciel de simulation GEANT4, qui sera présenté dans la partie 4.1, permettent de confirmer l'évolution du parcours moyen des électrons dans nos scintillateurs dans la gamme d'énergie type des modules optiques de SuperNEMO (50 keV à 3,5 MeV).

3.1.1.4 Interaction des rayonnements gammas dans les scintillateurs de SuperNEMO

Un rayonnement gamma peut interagir avec la matière par différents processus physiques dont les coefficients d'atténuation linéique en fonction de l'énergie du rayonnement gamma sont représentés sur la figure 3.4a [129] :

- Par effet photoélectrique, le rayonnement est totalement absorbé et confère l'intégralité de son énergie à un électron lié du cortège électronique. Ce dernier se retrouve alors éjecté de sa couche et acquiert une énergie cinétique égale à la différence entre l'énergie du rayonnement gamma et l'énergie de liaison de l'électron avant l'interaction. Pour les basses énergies, c'est ce phénomène qui domine.
- Par diffusion Compton, qui correspond à la diffusion inélastique d'un rayonnement gamma avec un électron d'une couche externe d'un atome. Cette diffusion donne lieu à l'éjection de cet électron et à la création d'un photon diffusé. L'énergie de celui-ci ($E_{\gamma'}$) est alors directement liée à son énergie initiale, son angle de diffusion θ ainsi que la masse de l'électron de telle sorte que :
$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}$$
 C'est l'effet dominant pour des rayonnements gamma dont l'énergie est comprise entre 100 keV et 5 MeV.
- Par création de paires qui est un phénomène uniquement possible si l'énergie du rayonnement gamma incident est supérieure à 1022 keV, seuil correspondant à l'énergie de masse d'une paire positron-électron. Dans ce cas, un photon peut disparaître en produisant une paire positron-électron. Le positron ainsi créé va se thermaliser et s'annihiler avec un électron de la matière afin de produire deux photons de 511 keV émis dans des directions opposées. Ces

photons secondaires peuvent ensuite interagir par effet photoélectrique ou par effet Compton dans la matériau. C'est l'effet qui prédomine pour des énergies supérieures à 30 MeV. Dans notre cas, ce phénomène est très à la marge étant donné les domaines d'énergies considérés.

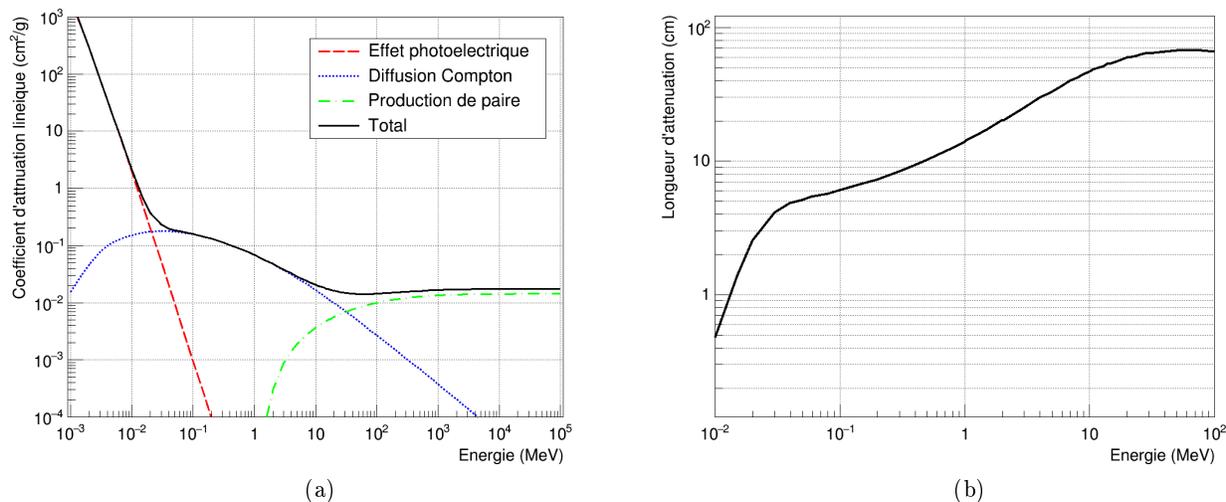


FIGURE 3.4: Coefficients d'atténuation linéique (a) et longueur d'atténuation (b) des rayonnements gammas dans un scintillateur plastique en polystyrène [129].

Contrairement aux électrons où le point d'impact sur le calorimètre est connu grâce à leur trajectoire, il n'y a aucun moyen de connaître le lieu d'interaction des rayonnements gamma dans le scintillateur. En effet, un rayonnement gamma arrivant par la face avant du module optique peut interagir n'importe où en profondeur dans le scintillateur ce qui induira une inhomogénéité de la mesure en énergie pour une même énergie déposée. Un même dépôt d'énergie situé sur la face avant du scintillateur ou proche du photomultiplicateur ne donnera pas la même charge mesurée en sortie de photomultiplicateur puisque l'efficacité de collection des photons sera plus importante quand le dépôt se fera proche de la photocathode. Ces problèmes ont fait l'objet du développement d'une modélisation à l'aide de simulations optiques afin de prédire la collection des photons de scintillation en fonction du type de particules et de leur lieu d'interaction. Ce travail sera développé dans la partie 4.

La figure 3.4b nous indique que pour des énergies autour du MeV, la longueur d'atténuation⁸ d'un rayonnement dans le polystyrène est de l'ordre de 10 cm. Les dimensions choisies pour les scintillateurs de SuperNEMO (voir figure 3.2a) permettent de remplir les spécifications requises sur l'efficacité de détection des gammas de 1 MeV qui doit être supérieure à 50 %.

3.1.2 Photomultiplicateurs

Les photomultiplicateurs (PMs) sont des détecteurs de photons (photodétecteurs) ayant une très grande sensibilité permettant de détecter un photon unique. La détection se fait par transformation des photons en électrons (par effet photoélectrique) qui créent des électrons secondaires dont le nombre est progressivement multiplié pour donner un signal électrique mesurable. Les photomultiplicateurs ont pu être développés grâce à deux importantes découvertes de la physique quantique,

8. Distance moyenne pour laquelle ~63% des rayonnements gammas ont interagi.

l'effet photoélectrique et l'émission secondaire d'électrons. L'effet photoélectrique a été observé pour la première fois par Heinrich Hertz en 1887 à travers des expériences où il exposait une électrode négative à un flux de rayons ultraviolets [130] avant d'être confirmé et conceptualisé par Albert Einstein en 1905⁹ [131]. Dans le même temps, la première mise en évidence du phénomène d'émission secondaire a été effectuée par Louis Austin et Johannes Starke en 1902 [132]. En 1913, le premier tube photoélectrique est produit par Julius Elster et Hans Friedrich Geiter. Il a fallu attendre la mise au point d'une photocathode par Lewis Koller [133] et Norbert Robert Campbell [134] pour augmenter les sensibilités des matériaux à l'effet photoélectrique et ainsi permettre la mise au point du premier tube photomultiplicateur en 1935 par Harley Iams [135]. Ce premier photomultiplicateur n'était composé que d'un étage de dynode mais dès l'année suivante, Vladimir Zworykin développa le premier photomultiplicateur à étages successifs de dynodes [136]. Depuis, à partir des développements réalisés sur les photocathodes et sur les multiplicateurs d'électrons secondaires, de nombreux progrès ont été obtenus. Aujourd'hui, le marché mondial est dominé par l'entreprise HAMAMATSU mais d'autres entreprises tel que ET Enterprises Ltd ou NNVT font de la recherche de pointe sur les photomultiplicateurs.

3.1.2.1 Fonctionnement d'un photomultiplicateur

Un photomultiplicateur est un dispositif de détection de la lumière qui regroupe les principaux éléments suivants (figure 3.5) :

- Une **fenêtre d'entrée**, généralement en verre, à travers laquelle passe le photon incident.
- Une **photocathode** qui représente la zone sensible du PM. Celle-ci convertit les photons en électrons, appelés photoélectrons, par effet photoélectrique.
- Une **électrode de focalisation** qui permet l'accélération et la focalisation vers la première dynode (D1) à l'aide d'un champ électrostatique.
- Le **multiplicateur** formé de **dynodes** qui permet l'amplification du signal grâce à l'amplification du nombre d'électrons par émission secondaire. Le photoélectron arrivant sur D1 va arracher un certain nombre d'électrons sur celle-ci puis l'intégralité de ces électrons va se diriger vers la seconde dynode et ainsi de suite.
- Une **anode** qui récolte l'intégralité des électrons provenant de la dernière dynode afin de fournir un signal électrique proportionnel à la quantité initiale de photons incidents.
- Des **connecteurs électriques** qui permettent, par le biais d'un pont diviseur de tension, d'acheminer les différentes tensions sur chacune des dynodes, de mettre en forme le signal obtenu pour l'envoyer vers une voie de lecture.

Nous verrons par la suite que les différents étages d'un PM (photocathode, dynodes, anode) peuvent fonctionner à des hautes tensions différentes pour améliorer l'efficacité de collection des photoélectrons. Les différences de potentiel entre les deux extrémités que sont la photocathode et l'anode peuvent atteindre jusqu'à 2000 V. Il est donc nécessaire d'utiliser une alimentation à haute tension. Afin de ne pas dégrader le transport des électrons dans le tube, le multiplicateur est placé dans un vide secondaire (de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-6} Pa).

3.1.2.2 Caractéristiques des photomultiplicateurs de SuperNEMO

Les exigences concernant les performances du calorimètre imposaient d'avoir des photomultiplicateurs avec une haute efficacité quantique, une bonne efficacité de collection et une excellente radiopureté. Le nombre de photomultiplicateurs devait également être optimisé pour garantir une

9. "Photoemission is a process in which photons are converted into free electrons"

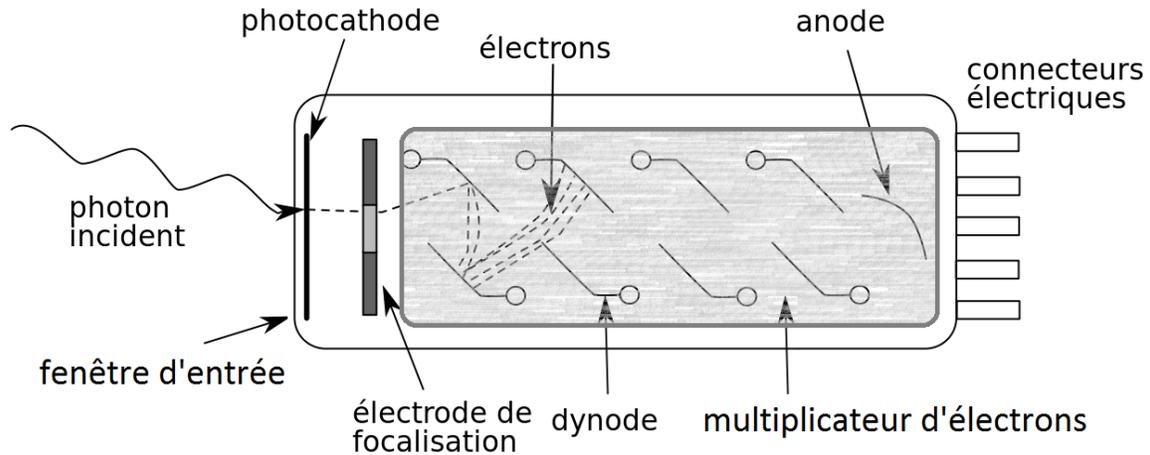


FIGURE 3.5: Représentation schématique des principaux composants d'un PM.

segmentation suffisante du calorimètre tout en limitant le nombre de voies de lecture. Différentes tailles de PMs ont pu être testées durant la phase de R&D de SuperNEMO allant du PM 5" (comme la majorité des PMs de NEMO3) au PM 11" [122]. La phase de R&D a montré que les PMs 5" ne permettaient pas d'atteindre la résolution en énergie de 8% exigée à partir des blocs de scintillateurs choisis. De même pour les PMs de plus grandes tailles, comme les 10" ou 11", pour lesquels l'efficacité de collection est trop faible. Le choix s'est alors porté sur un PM 8" (figures 3.6a et 3.6b) qui est d'ordinaire utilisé pour la détection de rayonnements Cerenkov comme dans l'expérience SuperKamiokande par exemple. Les différents développements se sont concentrés sur cette géométrie de PM et ont été réalisés dans un premier temps avec l'entreprise PHOTONIS puis, suite à l'interruption de la production de photomultiplicateurs par cette entreprise en mars 2009, avec HAMAMATSU [125].

Photocathode

La première photocathode a vu le jour en 1929 et était composée d'un mélange Ag-O-Cs plus connue sous le nom standardisé S1. Cette notation a été mise en place par le Joint Electron Device Engineering Council au début des années 1940 afin de désigner l'association entre le type de photocathode et le verre de la fenêtre d'entrée. En effet, l'efficacité de la photocathode est impactée par les propriétés optiques (indice optique, transmission et atténuation des photons) de la fenêtre d'entrée sur laquelle elle est déposée. Cependant, aujourd'hui, la trop grande variété des combinaisons possibles à vu disparaître la notation standardisé "S" au profit de l'utilisation des noms de matériaux.

Les photocathodes peuvent-être composées de différents alliages de métaux alcalins (Na, K, Rb et/ou Cs) et de semi-conducteurs (GaAs, Sb, Te, ...). L'intérêt de travailler avec des métaux alcalins est du à leur configuration électronique. En effet, ils ne possèdent qu'un seul électron dans leur dernière couche. Les potentiels d'ionisation sont alors parmi les plus bas (quelques eV), ce qui est très avantageux pour réussir à provoquer l'émission d'un électron. De plus, bien que proposant des rendements plus élevés, les photocathodes à semi-conducteurs ne sont pas aussi pratiques d'utilisation. Basé sur des jonctions PN, ce type de photocathode nécessite un système de refroidissement

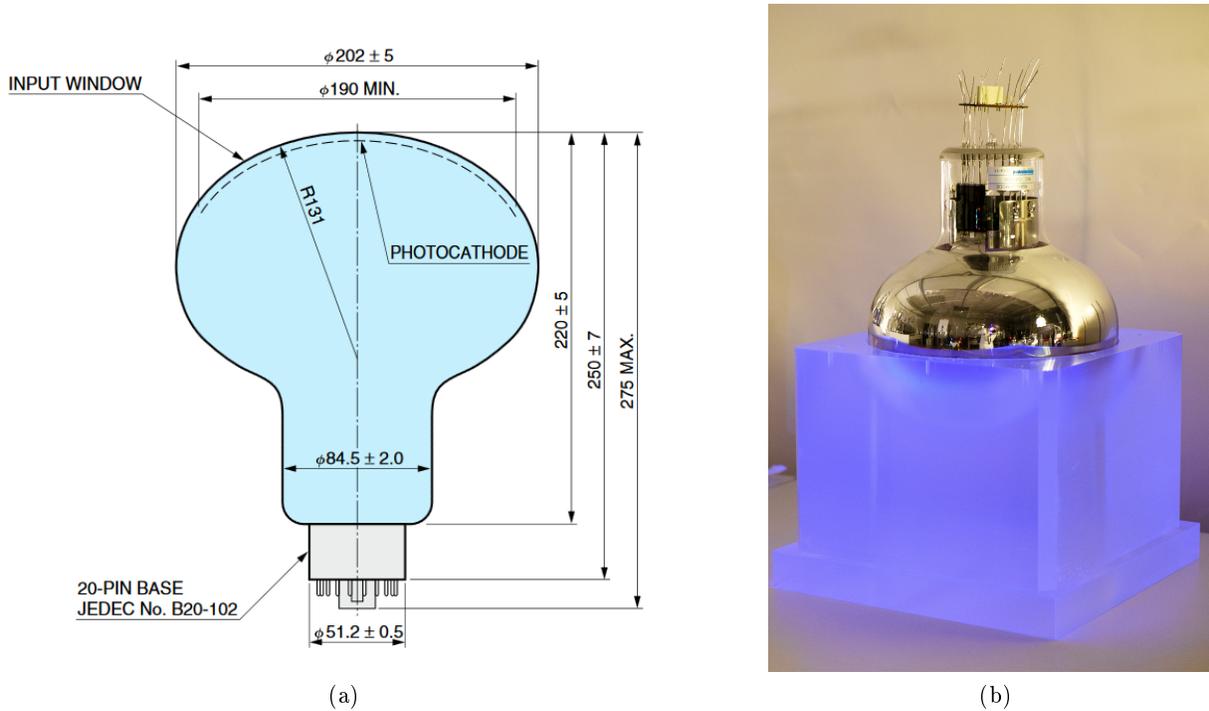


FIGURE 3.6: Schéma du PM R5912-03 MOD2 de HAMAMATSU utilisé pour les modules optiques de SuperNEMO (a) et photographie représentant un module optique de SuperNEMO non habillé excité par une lampe UV (b).

afin de limiter l'apparition de bruits trop importants.

Le dépôt de la photocathode se fait au stade final de la construction d'un PM et représente la phase la plus critique. En effet, à ce stade, le PM est déjà scellé et sous vide car la photocathode est un matériau très fragile qui s'oxyde instantanément si le vide est perdu. Les alliages désirés pour la photocathode sont répartis au début de la structure multiplicatrice sous forme de billes entourées par deux tiges mécaniques reliées vers un connecteur au niveau de l'arrière du PM. Suite à la mise sous vide du tube, un courant est appliqué aux deux tiges visant à l'évaporation de l'alliage qui va ensuite se déposer sur un substrat caractéristique du type de photocathode utilisé. Cette étape est décisive car elle a un impact véritable sur la bonne efficacité de la photocathode et donc du photomultiplicateur. En effet, une photocathode doit être assez épaisse pour permettre l'absorption des photons mais pas trop pour permettre aux photoélectrons de pouvoir s'échapper. Les mesures portant sur l'uniformité de la photocathode permettent de rendre compte de ces inhomogénéités qui sont d'autant plus graves que le diamètre de la photocathode est important. Certaines zones de la photocathode seront plus sensibles que d'autres, ce qui devra être pris en compte dans la reconstruction de l'énergie déposée (chapitre 4).

L'efficacité de conversion des photons en électrons est désignée par la sensibilité spectrale S_K de la photocathode. Celle-ci s'exprime généralement en mA/W et correspond au rapport entre le courant cathodique I_K , mesuré en sortie de photocathode, et le flux de lumière incident ϕ . La sensibilité d'une photocathode peut aussi s'exprimer via l'efficacité quantique qui correspond au pourcentage moyen de photons incidents convertis en photoélectrons. La relation entre l'efficacité quantique et la sensibilité spectrale est définie par l'expression suivante :

$$QE(\%) = \frac{hc}{\lambda e} S_K = \frac{124}{\lambda[\text{nm}]} S_K [\text{mA/W}] \quad (3.1.2)$$

avec h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide, λ la longueur d'onde des photons incidents et e la charge élémentaire de l'électron.

Les différents types de photocathodes présentés précédemment sont caractérisés par un domaine de sensibilité spectrale bien défini (voir figure 3.7). Tandis que les matériaux composés d'un seul alcalin (CsI, CsTe, CsSb) sont sensibles à la lumière ultraviolette, les semi-conducteurs à base d'arséniure de gallium (GaAs, GaInAs) sont sensibles à l'infrarouge. Les alliages bialcalins ou trialcalins sont quant à eux plus adaptés à la lumière visible avec des maxima de sensibilité situés autour de 400 nm, proche de la longueur d'onde de la lumière émise par les scintillateurs plastiques. Les récents développements sur les alliages bialcalins (SbKCs et SbKNa) ont permis d'atteindre des pics d'efficacité quantique de l'ordre de 40% à une longueur d'onde située autour de 400 nm. Sur les 440 PMs 8" (R5912-03 MOD2) présents dans le calorimètre de SuperNEMO, les caractéristiques complètes de 19 d'entre eux ont été fournies par HAMAMATSU. La figure 3.8 représente la sensibilité spectrale de l'un de ces PMs semblable aux 18 autres. Pour cet exemple particulier, on constate que le maximum de sensibilité se situe aux alentours de 37% à une longueur d'onde de 380 nm. La sensibilité spectrale ou l'efficacité quantique est limitée du côté des grandes longueurs d'ondes (donc basses énergies) par le seuil photoélectrique des matériaux qui composent la photocathode tandis que les petites longueurs d'ondes sont limitées à cause de la fenêtre d'entrée qui n'est pas transparente à ce type de longueurs d'ondes. Pour exemple, le verre en borosilicate utilisé pour les photomultiplicateurs de SuperNEMO n'est pas transparent aux longueurs d'ondes inférieures à 300 nm [137].

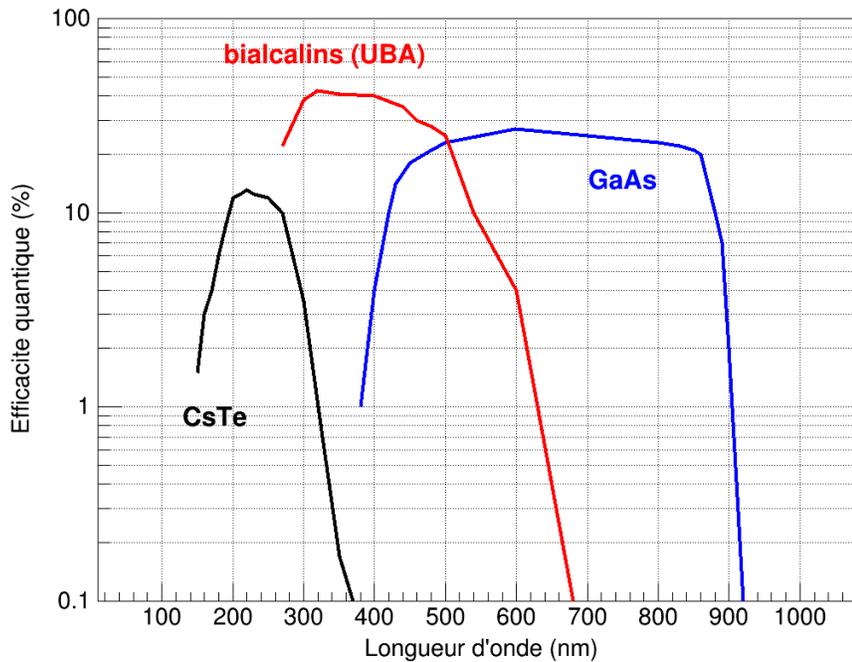
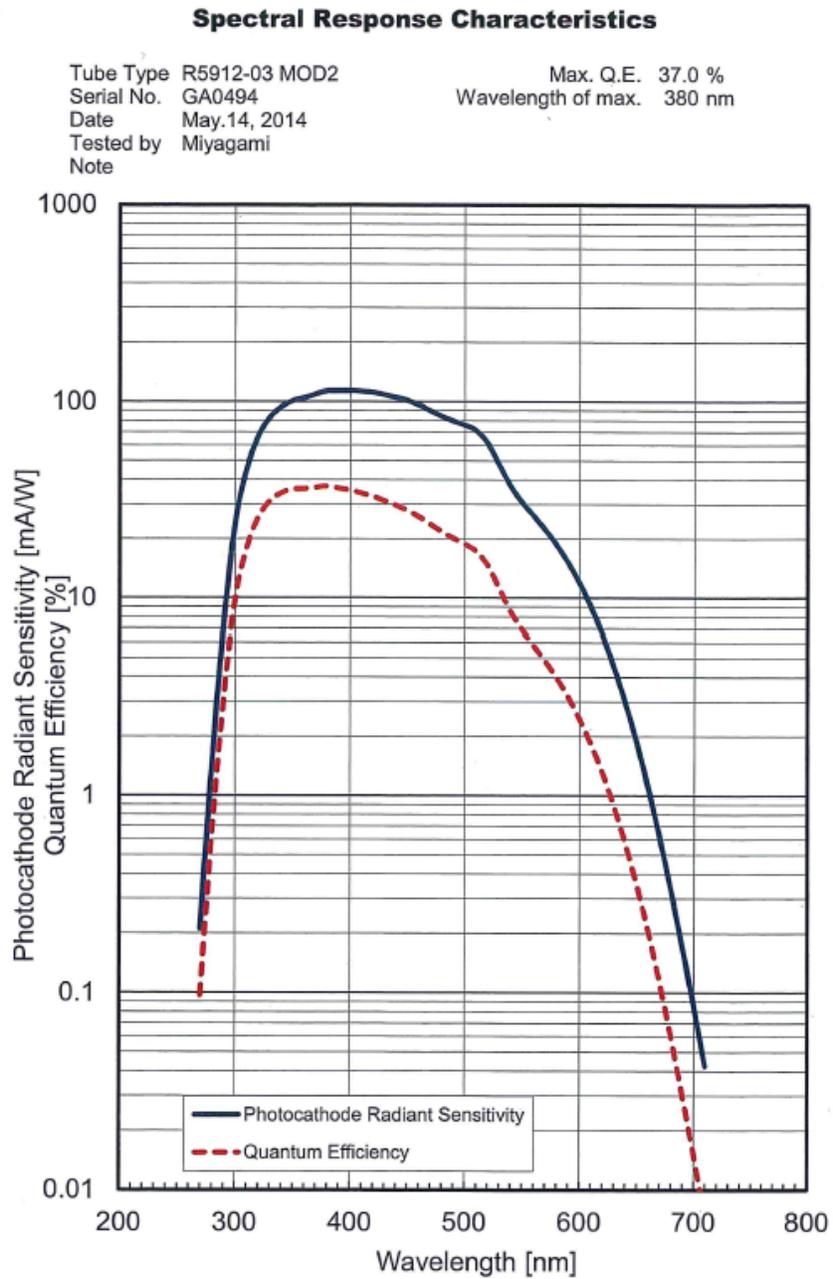


FIGURE 3.7: Représentation schématique de quelques sensibilités spectrales de différents types de photocathodes [138].



HAMAMATSU

FIGURE 3.8: Caractéristique de sensibilité spectrale et d'efficacité quantique du PM GA0494, un des 440 PMs 8"(R5912-03 MOD2) utilisés dans SuperNEMO.

Malgré la grande taille de la photocathode, il était nécessaire d'obtenir une certaine uniformité d'efficacité quantique sur la surface, fixée à mieux que 15%. Au début du développement, les PMs HAMAMATSU pouvaient avoir une perte de 30% entre les photons interagissant proche de l'équateur de l'ampoule du PM et ceux interagissant au centre de la photocathode. Pour le même PM que précédemment, la figure 3.9 représente les mesures de l'uniformité de la photocathode, confirmant ainsi les développements menés par HAMAMATSU sur la photocathode avec une uniformité aujourd'hui meilleure que 10 % sur l'intégralité de la surface de la photocathode.

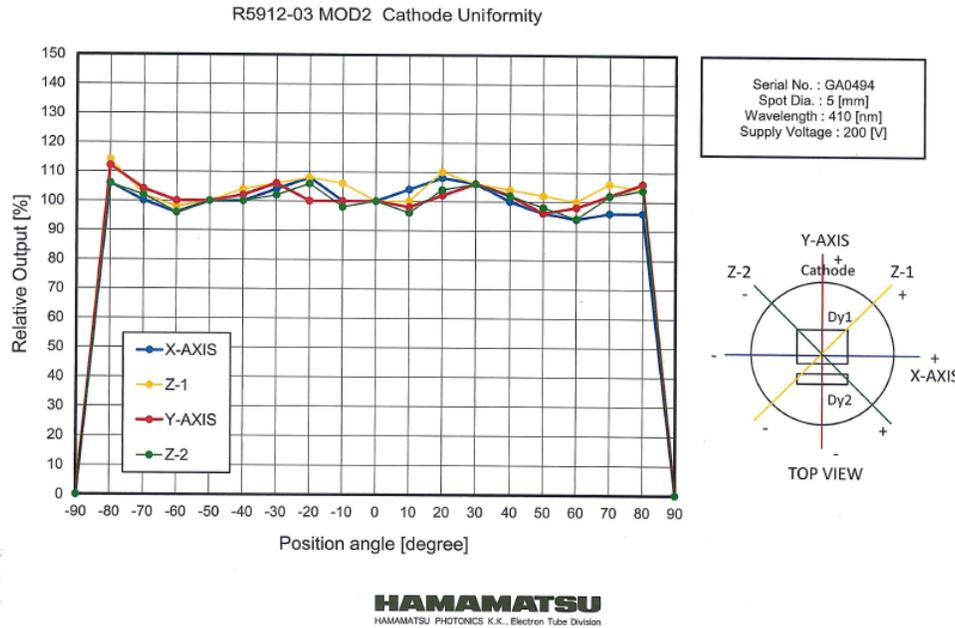


FIGURE 3.9: Données de l'uniformité de la photocathode du PM GA0494, un des 440 PMs 8" (R5912-03 MOD2) utilisés dans SuperNEMO.

Collection de l'optique d'entrée

Afin de collecter au mieux les photoélectrons primaires, il est nécessaire de bien dimensionner l'électrode de focalisation. En effet, la trajectoire des électrons depuis un point de la photocathode jusqu'à la première dynode (D1) est reliée à la géométrie du PM (fenêtre d'entrée plane ou sphérique) ainsi qu'à la différence de potentiel existant entre la photocathode et D1. L'installation d'une grille portée à un potentiel intermédiaire permet d'ajuster finement les lignes de champ afin d'améliorer la focalisation sur D1. L'efficacité de collection η représente la proportion de photoélectrons primaires ayant rejoint D1 où débute le processus de multiplication. Cette valeur peut varier entre 60 et 90 % en fonction des PMs. Au départ, malgré une efficacité quantique supérieure à celle des PMs PHOTONIS, les PMs fournis par HAMAMATSU n'étaient pas capables d'atteindre les résolutions obtenues avec PHOTONIS. L'amélioration du vide à l'intérieur du tube ainsi qu'une étude poussée sur la bonne répartition des tensions sur chacune des dynodes a permis d'améliorer l'efficacité de collection des photoélectrons par les PMs HAMAMATSU qui se situe aux alentours de 70 % [139].

Par analogie avec la sensibilité cathodique S_K , on peut définir une sensibilité anodique qui est définie comme le rapport entre le courant anodique mesuré à l'anode et le flux de lumière

incident. Tandis que la sensibilité cathodique permettait d'avoir une estimation de l'uniformité de la photocathode, la sensibilité anodique convolue l'uniformité de la photocathode avec la collection des électrons. On peut donc définir, pour chaque point de création de photoélectrons sur la photocathode, une efficacité anodique. La figure 3.10 représente l'uniformité anodique d'un des PMs de SuperNEMO. Comme expliqué auparavant, malgré une bonne uniformité de la photocathode, les électrons créés au bord de la photocathode ont moins de chance d'atteindre la première dynode malgré l'ajustement des trajectoires par l'électrode de focalisation et les tensions inter-dynodes. Nous verrons par la suite que l'uniformité anodique doit être prise en compte pour modéliser au mieux la réponse des modules optiques (Chapitre 4).

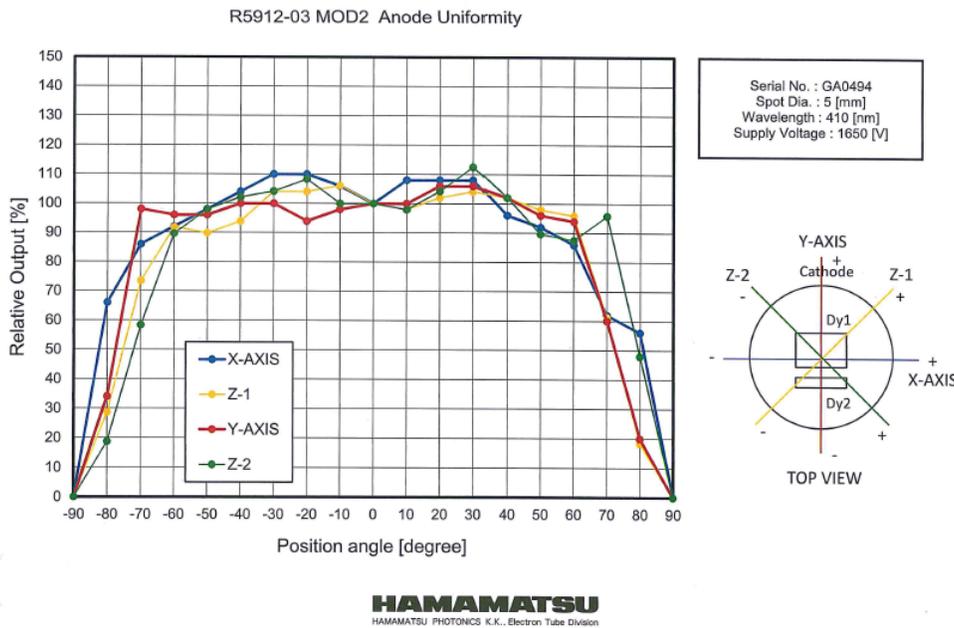


FIGURE 3.10: Données de l'uniformité de la réponse à l'anode en fonction du lieu d'interaction sur la photocathode du PM GA0494, un des 440 PMs 8" (R5912-03 MOD2) utilisés dans SuperNEMO.

Multiplicateur

Les dynodes, qui forment le multiplicateur, sont composées d'alcalins sous forme d'oxydes (BeO, MgO, GaP, GaAsP) déposés sur la surface d'un substrat conducteur¹⁰ qui jouera le rôle d'électrode. Ce sont les dynodes qui permettent, par émissions secondaires, de multiplier le nombre d'électrons et donc d'amplifier le signal cathodique. En effet, entre chaque dynode, les électrons sont accélérés par la différence de potentiel inter-dynode existante. A chaque impact sur l'une d'entre elles, des électrons sont arrachés. Si l'énergie cinétique de ces électrons est suffisante, ils peuvent diffuser puis s'échapper de la surface des dynodes pour être à leur tour accélérés jusqu'à la prochaine dynode. La quantité d'électrons secondaires émis à chaque dynode dépend du type de matériau recouvrant les dynodes, de l'angle d'incidence de l'électron initial ainsi que de son énergie cinétique.

Le gain du multiplicateur dépend fortement du nombre de dynodes et de la différence de potentiel entre chaque dynode et donc de la haute tension appliquée à l'ensemble du PM. A l'aide d'un diviseur

10. Généralement composé de nickel, acier inoxydable ou d'un alliage cuivre-beryllium.

de tension situé sur la base du PM, il est possible de créer, à partir de la haute tension d'origine, une différence de potentiel entre chaque dynode. Le circuit diviseur de tension est un montage simple de résistances en série (figure 3.11) où la valeur de la tension V_i à chacune des bornes d'une résistance R_i est telle que :

$$V_i = \frac{R_i}{R_{Tot}} V_{HT} \quad (3.1.3)$$

avec R_{Tot} la somme de toutes les valeurs des résistances associées aux différents étages de dynodes et V_{HT} la haute tension appliquée au circuit.

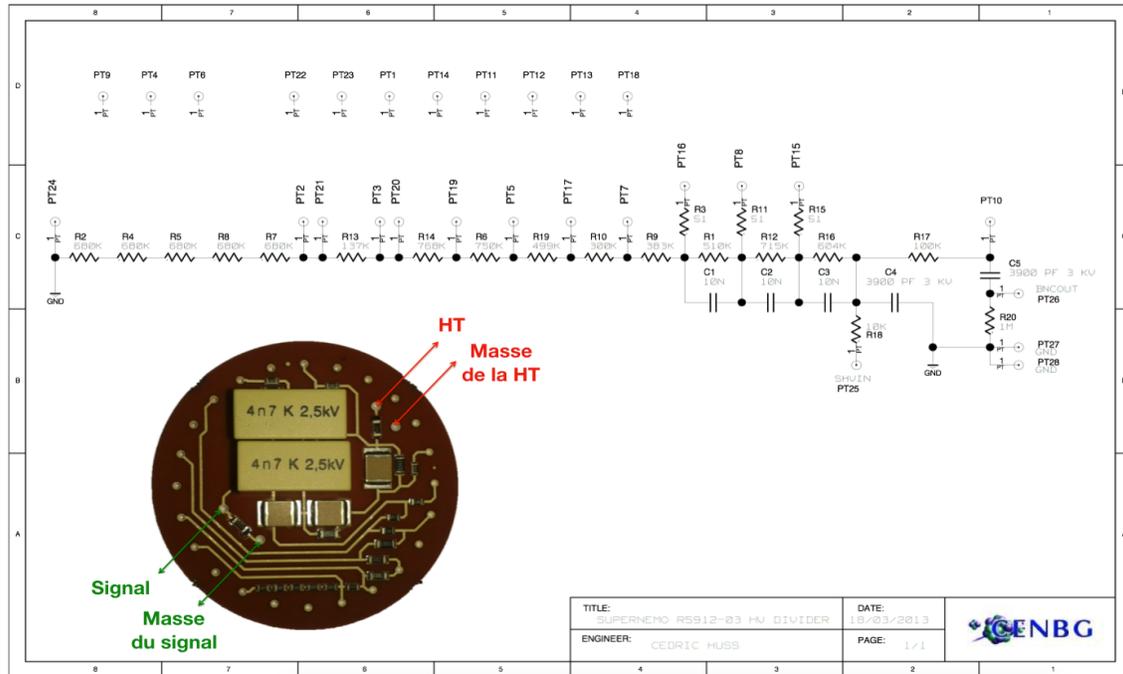


FIGURE 3.11: Schéma du circuit diviseur de tension pour l'alimentation des PMs 8'' de SuperNEMO.

Le gain correspond ainsi au rapport existant entre le courant anodique I_A et le courant cathodique I_K est défini par $G = \frac{I_A}{I_K}$. On peut montrer que le gain croît selon une loi de puissance de la haute tension appliquée dépendant du nombre de dynodes N :

$$G = K (V_{HT})^{N\alpha} \quad (3.1.4)$$

où K est une constante et α un coefficient dépendant de la géométrie et des matériaux utilisés pour les dynodes, généralement compris entre 0,6 et 0,8 en fonction du PM considéré.

Le choix de la polarisation est libre. Dans le cas d'une polarisation négative, l'anode est reliée à la masse tandis que la photocathode est reliée à un potentiel négatif. Cependant, la tension appliquée sur la photocathode étant élevée, la moindre présence de pièces métalliques proches de la fenêtre d'entrée du PM entraîne des différences de potentiel à travers l'ampoule de verre du PM. Le verre n'étant pas un parfait isolant, un léger courant peut se propager à l'intérieur du PM, entraînant une source de bruits supplémentaires ainsi qu'une possible détérioration de la photocathode. Dans le cadre de SuperNEMO, les PMs étant entourés par un blindage magnétique, cette solution n'était pas la plus adaptée. Les PMs de SuperNEMO sont donc alimentés en polarité positive. Une haute

tension positive est appliquée aux dynodes et à l’anode tandis que la photocathode est raccordée à la masse. Cependant, dans ce cas, il est indispensable d’ajouter une capacité de découplage à la fin du circuit afin de ne pas détruire l’électronique d’acquisition (voir figure 3.11).

Pour chaque application physique et taille de photocathode, il existe une géométrie de dynodes adaptée (figure 3.12). Une configuration des dynodes en boîte assure une grande efficacité de détection ainsi qu’une bonne uniformité. Une autre configuration comme celle de la cage circulaire a l’avantage d’être compact et de permettre des temps de réponse rapides. La configuration utilisée pour les PMs de SuperNEMO est la structure linéaire focalisante. Elle permet de concentrer le flux d’électrons tout en l’amplifiant, ce qui permet de réduire la dispersion du temps de transit des électrons dans le PM ainsi que d’améliorer la linéarité de sa réponse.

Il existe également pour chaque application une répartition des tensions adaptées. Une répartition linéaire¹¹ est utilisée dans le cas de détection de faibles flux de photons car elle permet de maximiser le gain. Dans le cadre des PMs de SuperNEMO (figure 3.11), la répartition des tensions est progressive sur les premiers étages (meilleure collection des photoélectrons, signaux plus rapides) ainsi que les derniers étages (meilleure linéarité en énergie).

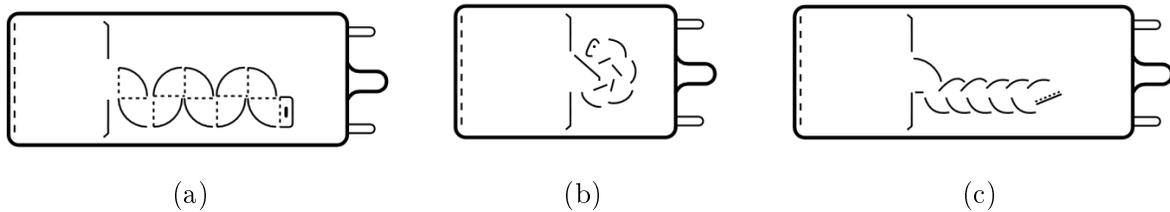


FIGURE 3.12: Schéma de l’arrangement des dynodes d’un PM en boîte (a), en cage circulaire (b) ainsi qu’en structure linéaire focalisante (c) [137].

Linéarité et stabilité

Un photomultiplicateur permet d’obtenir une bonne linéarité du courant anodique sur une large gamme de flux lumineux incidents. Cependant, si le flux lumineux devient trop important, des écarts à la linéarité peuvent apparaître. Au niveau de l’anode, le gain est maximal entraînant une concentration d’électrons dans un espace confiné. La charge d’espace ainsi créée par le nuage d’électrons peut entraver son déplacement ainsi que sa collection sur l’anode. Afin de remédier à ce problème de saturation, la solution est de baisser le gain et donc la haute tension appliquée au PM ou de diminuer le nombre de dynodes du PM, ce qui a été réalisé pour les PMs de SuperNEMO passant de 10 dynodes (standard) à 8 dynodes.

Contrairement à l’utilisation qui en est faite dans l’expérience SuperKamiokande, le nombre moyen de photoélectrons créés est élevé, de l’ordre de 900, ce qui correspond à un pic de courant d’environ 1,6 mA. La configuration originale du PM R5912 de chez HAMAMATSU conçue pour SuperKamiokande avec 10 dynodes permet d’atteindre des gains de l’ordre de $10^8 - 10^{10}$. Ce type de gain, pour l’expérience SuperNEMO, est trop élevé et entrainerait des effets de saturation à hautes énergies. Pour résoudre ce problème, deux dynodes ont été supprimées dans la nouvelle configuration réalisée pour SuperNEMO (R5912-MOD 2) sans toutefois toucher à leur disposition (structure linéaire focalisante). L’ajustement de la distribution des hautes tensions par le circuit

11. différence de tension similaire entre chaque dynode

diviseur de tensions a permis d’optimiser la valeur du gain en fonction de l’efficacité de collection et ainsi d’atteindre des déviations à la linéarité inférieures à 0,5 % sur une gamme d’énergie allant de 0 à 5 MeV [122].

Lors de sa mise sous tension, un photomultiplicateur entre dans un mode de fonctionnement transitoire au cours duquel le gain et le courant d’obscurité, que nous détaillerons plus tard, ne sont pas stables. Ce régime est propre à chacun des PMs et dépend aussi de son utilisation par le passé. Afin d’éviter de travailler dans ce régime, il est conseillé de laisser le PM sous tension pendant plusieurs heures. Dans le cas d’un brusque changement du taux de comptage, le gain d’un PM peut mettre plusieurs minutes avant de se stabiliser. Une hypothèse a été proposée par Roland Chery en 1960 afin d’expliquer ce phénomène [140]. Selon lui, l’état de surface des dynodes serait modifié suite au bombardement électronique. Il y aurait alors la formation d’un composé transitoire sur les dynodes entraînant un changement du facteur multiplicatif des dynodes. Il est donc indispensable de pouvoir suivre le gain des PMs de façon continu, ce qui sera le cas dans SuperNEMO.

3.1.2.3 Caractéristiques et imperfections des signaux

L’objectif d’un photomultiplicateur est de délivrer un signal électrique proportionnel à l’énergie déposée dans le scintillateur. Cependant, les différentes réponses impulsionnelles du PM ne sont jamais idéales. En effet, de nombreuses fluctuations statistiques sont présentes au cours des différentes interactions du photon puis des photoélectrons au sein du tube. Les paragraphes suivants ont pour objectif de présenter les différentes propriétés temporelles d’un signal ainsi que les différents paramètres pouvant impacter le signal.

Caractéristiques temporelles de l’impulsion

La réponse temporelle d’un photomultiplicateur à une impulsion lumineuse est dominée par la trajectoire des électrons dans l’intégralité du tube. Chaque électron, depuis sa création au niveau de la photocathode jusqu’à l’anode, va suivre un chemin particulier qui dépend de son point d’origine et de sa vitesse initiale. Il en résulte une certaine dispersion temporelle qui peut être décrite par trois temps caractéristiques (figure 3.13) :

- le temps de montée t_M défini comme étant le temps requis pour que l’amplitude du signal passe de 10 à 90% de sa valeur maximale sur le front montant de l’impulsion,
- le temps de la réponse impulsionnelle t_{FWHM} qui est défini comme la largeur à mi-hauteur de l’impulsion,
- le temps de descente t_D défini comme étant la durée nécessaire au signal pour passer de 90 à 10% de son amplitude maximale sur le front descendant de l’impulsion.

Le déclenchement d’une acquisition se fait généralement sur le front montant car le temps caractéristique de montée est le plus court et permet alors une meilleure précision sur la datation de l’évènement. Pour les modules optiques de SuperNEMO, le temps de montée est de l’ordre de 4 à 5 ns, le temps de réponse impulsionnelle est de l’ordre de 15 ns tandis que le temps de descente vaut environ 25 ns.

La dispersion des temps d’émission et de parcours des photons dans le scintillateur ainsi que le pont diviseur de tension influencent aussi la mise en forme du signal. Au final, la forme des impulsions en sortie de PM est la convolution de la réponse temporelle de chacun de ces éléments. La simulation des aspects temporels des signaux sera développée dans le chapitre 4.

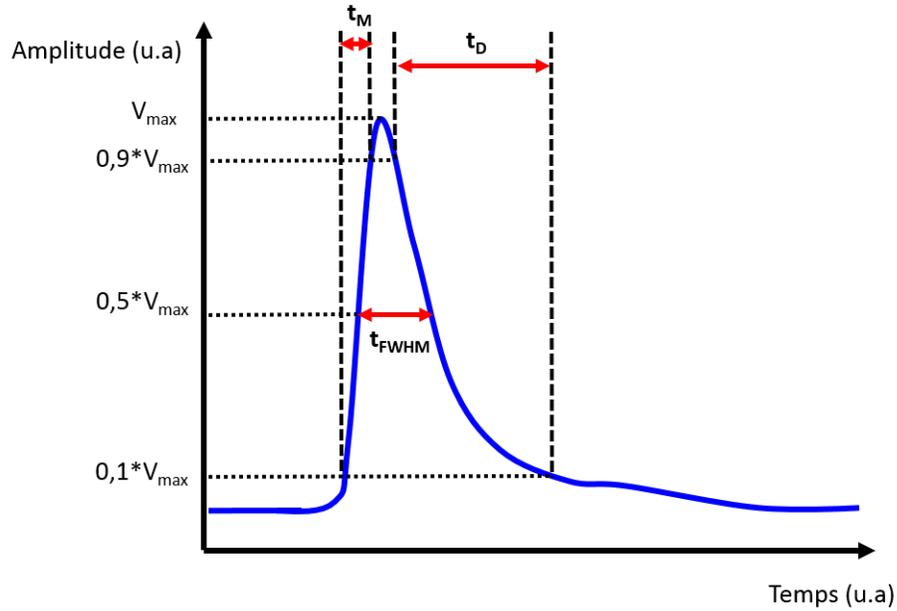


FIGURE 3.13: Définition des temps caractéristiques d'une impulsion en sortie de PM.

Fluctuation du temps de transit

Le temps de transit correspond à la durée moyenne entre l'instant où la photocathode a été illuminée et le temps de franchissement de seuil de la réponse impulsionnelle à l'anode. De la même façon que pour les différents temps caractéristiques de l'impulsion, le temps de transit des photoélectrons est relié à la valeur de la haute tension appliquée. Plus celle-ci est forte, plus les électrons seront accélérés entre les dynodes et plus le temps de transit sera court. Il varie d'ailleurs comme l'inverse de la racine de la haute tension et vaut typiquement quelques dizaines de nanosecondes.

Cependant, ce temps de transit est impacté par ce que l'on appelle la dispersion du temps de transit (TTS¹² en anglais). En effet, dans le cas d'une illumination complète de la photocathode, le temps de transit de chacun des photoélectrons créés va fluctuer en fonction de leur trajectoire. Le TTS influe grandement sur la résolution temporelle des compteurs à scintillation. Plus le TTS est bas, meilleure sera la résolution temporelle du module optique. La meilleure façon de corriger ce TTS est d'influer sur la trajectoire des électrons et donc sur la géométrie des dynodes ou sur les tensions inter-dynodes. La réduction du nombre de dynodes, au même titre que la forme hémisphérique du bulbe, a permis de réduire la dispersion du temps de transit des photoélectrons et a contribué ainsi à améliorer la résolution temporelle du calorimètre. Le TTS fait partie des données que HAMAMATSU a mesuré pour chacun des PMs 8" utilisés pour le calorimètre de SuperNEMO pour un gain de 10^6 . La moyenne est de 2,25 ns, et même la valeur la plus extrême (2,875 ns) est en accord avec les spécifications de départ (< 2,9 ns).

Dans le cas de photomultiplicateurs hémisphériques avec une grande surface de photocathode, le temps de transit défini précédemment (quelques dizaines de nanosecondes) est légèrement allongé dans le cas d'émission de photoélectrons au bord de la photocathode (latitude = 0° figure 3.15). Ce temps de transit supplémentaire est appelé CTTD (pour Cathode Transit Time Difference). Afin de

12. Transit Time Spread.

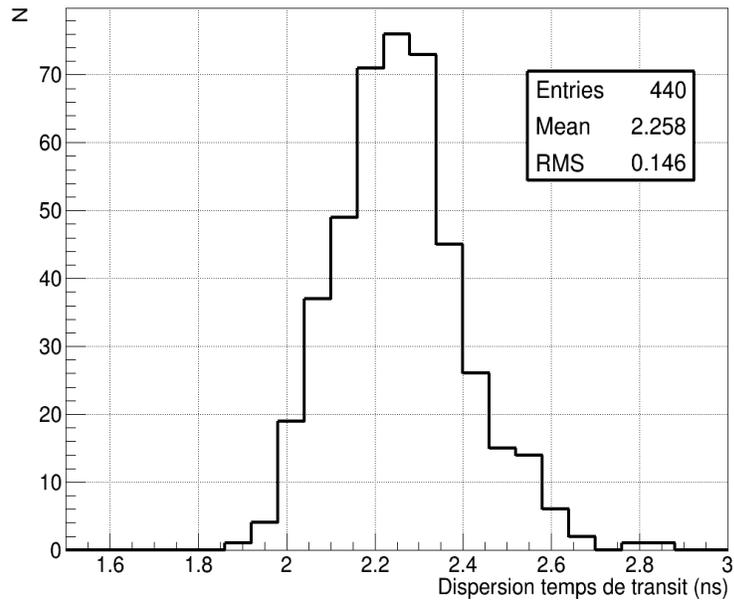


FIGURE 3.14: Distribution des dispersions de temps de transit (TTS) des 440 PMs 8" du calorimètre de SuperNEMO.

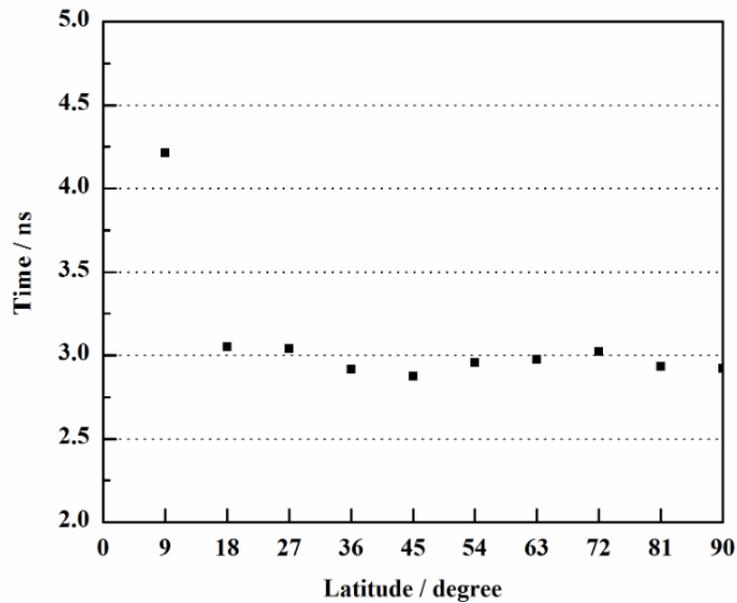


FIGURE 3.15: Différence de temps de transit cathodique (CTTD) pour différentes latitudes d'un PM sphérique à une longitude donnée [141].

connaître ce temps caractéristique, un laser vient illuminer une petite partie de la photocathode pour en déduire, pour chacune des positions d'interactions, la différence de temps de transit. La figure 3.15 représente les mesures effectuées par une équipe de physiciens chinois sur le même type de PMs que ceux qui seront utilisés dans SuperNEMO [141]. On peut constater que ce temps est globalement homogène sur la majeure partie de la surface de la photocathode tandis que si le photoélectron est produit près de la ligne équatoriale, il aura un temps de transit de l'ordre de 1,2 ns plus long. La trajectoire de ces photoélectrons est en effet plus importante jusqu'à la première dynode.

Pré et post-impulsions

Dans son régime de fonctionnement, un photomultiplicateur délivrera des signaux qui peuvent être précédés et, ou, suivis d'une ou plusieurs impulsions de faibles amplitudes [142]. Dans le premier cas, on parle de pré-impulsions et dans le second cas de post-impulsions. Ces signaux parasites corrélés en temps avec l'impulsion principale sont gênants lors de la mesure car ils augmentent artificiellement le taux de comptage et peuvent dégrader l'information contenue dans les signaux.

Les pré-impulsions sont dues aux photons qui ont réussi à traverser la photocathode sans interagir et qui font un effet photoélectrique sur la première dynode (figure 3.16-a). L'avance de ce type d'impulsion par rapport à l'impulsion principale correspond au temps de transit des électrons entre la photocathode et la première dynode. La multiplication ne débutant alors qu'à la seconde dynode, l'amplitude de ce signal est beaucoup plus faible que l'impulsion principale.

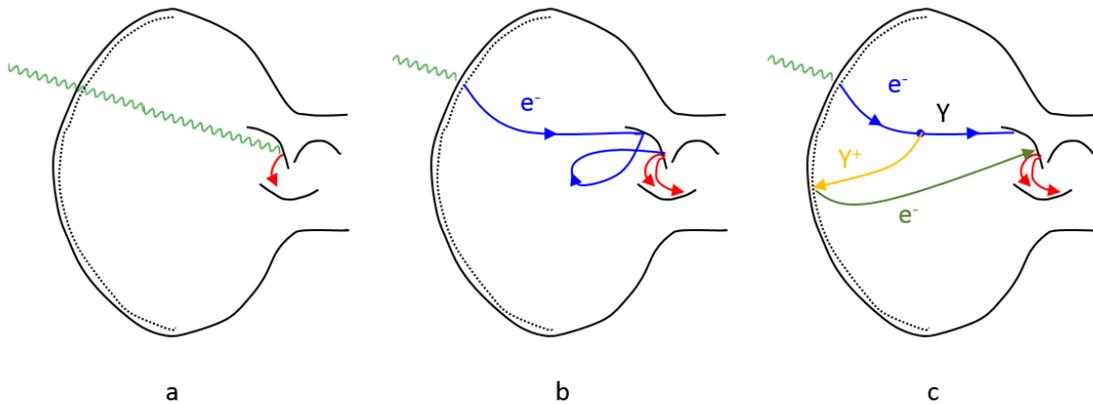


FIGURE 3.16: Principaux mécanismes de formation des pré-impulsions (a) et post-impulsions par diffusion du photoélectron sur une dynode (b) ou par ionisation du gaz résiduel (c).

Les post-impulsions ont des amplitudes plus élevées que les pré-impulsions et des retards qui peuvent varier de plusieurs nanosecondes à quelques microsecondes suivant le mécanisme de formation. Les post-impulsions ayant le retard le plus court (~ 10 ns) correspondent à la rétrodiffusion d'un photoélectron sur la première dynode (D1) sans émission secondaire (figure 3.16-b). Cet électron va remonter vers la photocathode, être freiné par le champ électrique du tube puis à nouveau accéléré vers la première dynode. Une mauvaise focalisation des électrons secondaires entre D1 et D2 est une autre cause possible de ces post-impulsions rapides. Leur temps de transit supplémentaire étant court, les post-impulsions se manifestent sous la forme d'un rebond dans la traînée de l'impulsion principale. Les post-impulsions plus tardives (de l'ordre de plusieurs microsecondes) ont pour origine l'ionisation des atomes ou molécules de gaz résiduels à l'intérieur du tube (figure 3.16-c). Sur la trajectoire reliant la photocathode et la première dynode, un photoélectron peut ioniser une molécule de

gaz résiduel créant un deuxième électron ainsi qu'un ion positif qui va se retrouver accéléré jusqu'à la photocathode. Le choc va entraîner la formation d'un ou plusieurs électrons secondaires qui vont se comporter comme des photoélectrons. Le retard va alors dépendre du type d'ions créés¹³, de la géométrie du PM ainsi que de la configuration du champ électrique [143].

Courant d'obscurité

Un courant anodique de faible intensité est systématiquement présent même lorsque le photomultiplicateur fonctionne dans le noir le plus complet. Ce courant anodique est appelé courant d'obscurité et trouve son origine dans plusieurs processus :

- Le verre ou les différents supports des dynodes et de l'anode ne sont jamais parfaitement isolants et peuvent donc conduire à ce qu'on appelle des fuites ohmiques. L'intensité de cette composante continue varie approximativement linéairement avec la haute tension appliquée.
- L'émission thermoionique de la photocathode ou des dynodes qui correspond à l'émission aléatoire d'électrons provoquée par l'énergie thermique peuvent participer à ce courant d'obscurité. Dans ce cas, la réponse sera sous forme impulsionnelle et sera d'autant plus forte que la température sera élevée.
- Les effets de champ induits par le champ électrique à l'intérieur du tube. Cela a comme conséquence d'arracher des électrons au niveau des irrégularités de surface des composants du PM. Le courant d'obscurité lié à ce processus augmente plus rapidement que le gain du PM avec la haute tension, limitant de ce fait le gain maximal d'un photomultiplicateur.
- Les post-impulsions ayant pour origine l'ionisation du gaz résiduel présent à l'intérieur et décrites précédemment crée également un courant anodique.
- La radioactivité environnante du PM, tels que les rayonnements cosmiques ou les différents radioisotopes contenus dans les différents matériaux du PM sont une source importante de bruit impulsionnel. Le passage d'une particule chargée dans le verre du PM peut occasionner l'émission de rayonnement Cerenkov vers la photocathode qui peuvent induire la création de photoélectrons.
- Un éclairage intense d'un PM avant sa mise sous tension peut provoquer une très forte augmentation du courant d'obscurité, lié à l'excitation de la photocathode. C'est la raison pour laquelle, il est toujours conseillé de laisser un PM se stabiliser pendant quelques heures après avoir vu la lumière.

Le courant d'obscurité est particulièrement gênant pour les expériences cherchant à détecter des photons uniques car celui-ci peut créer des faux-événements dans les analyses. La présence de ce type de courant implique des déclenchements intempestifs du PM qui, si la charge mesurée se situe au dessus du seuil électronique de l'acquisition, peut apparaitre comme un réel dépôt d'énergie dans le scintillateur¹⁴. Il est donc indispensable de limiter au maximum la présence de ce courant d'obscurité afin de pouvoir appliquer un seuil électronique de l'acquisition le plus bas possible.

Une mesure importante pour déterminer la qualité d'un mutiplicateur est la réponse en électron unique [137]. Dans ce cas précis, le nombre de photoélectrons émis est soit 1 soit 0 et sa probabilité d'émission est déterminée par l'efficacité quantique de la photocathode. Dans le cas de la création d'un photoélectron, le nombre d'électrons secondaires générés à chaque dynode successive est déterminé suivant une loi de Poisson. L'ensemble de ces électrons permet d'obtenir en sortie une distribution en charge. Dans le cas d'un courant d'obscurité, ce phénomène de multiplication peut

13. généralement des ions H_2^+ , He^+ , N_2^+ , CH_4^+ .

14. Typiquement un dépôt lié à un gamma étant donné la très forte probabilité que ce déclenchement ne soit associé à aucune trace.

se dérouler même sans l'absorption d'un photon par la photocathode. Les électrons responsables du courant d'obscurité sont généralement moins multipliés à cause de leur lieu d'émission (dynodes, supports des dynodes, surface des composants du PM). La charge mesurée est ainsi plus faible. La distribution totale des charges mesurées par le PM suivra donc une loi exponentielle décroissante pour les faibles charges (bruits) suivie d'un pic correspondant à la charge principale. L'amplitude de ce pic, notée P , comparée à l'amplitude du bruit, notée V , au moment où la charge principale apparaît permet de quantifier l'importance du courant d'obscurité. Ce rapport est connu sous le nom P/V pour Pic sur Vallée. Plus ce rapport est grand et moins l'influence du courant d'obscurité est préjudiciable.

Influence de l'environnement

Le fonctionnement d'un photomultiplicateur peut être affecté de manière temporaire ou définitive par plusieurs paramètres liés à l'environnement de la mesure. En effet, les variations de température, l'existence de champ magnétique ou même l'atmosphère entourant le tube doivent être contrôlés.

Les courbes de réponse spectrale des photocathodes ainsi que le gain ou le courant d'obscurité sont impactés par les variations de température. Si cette variation reste modérée en amplitude et dans le temps, l'impact sur le PM est réversible. Cependant, une exposition prolongée hors des limites indiquées par le constructeur peuvent altérer définitivement la composition chimique de la photocathode et donc le fonctionnement du PM.

Un photomultiplicateur peut aussi être affecté par la présence de champs magnétiques extérieurs et notamment par celui de la Terre. Ces champs influent sur les trajectoires des photoélectrons dans le tube et peuvent entraîner une modification de la collection notamment sur la première dynode et donc une baisse du gain. Pour se prémunir de ces effets, le PM est généralement placé dans un blindage magnétique. Ce sera le cas dans SuperNEMO où les photomultiplicateurs subissent le champ magnétique terrestre et un champ additionnel de 25 Gauss.

Enfin, le verre des PMs a le désavantage d'être perméable aux atomes d'hélium. Plus la pression partielle de l'hélium dans l'air est importante et plus le taux de pénétration dans le verre est important [144]. Comme nous l'avons vu précédemment, la présence d'hélium dans le tube détériore le vide et cause l'apparition de post-impulsions. La durée de vie d'un PM peut brusquement chuter si l'environnement est trop riche en hélium. Il est donc conseillé de bien surveiller la composition de l'atmosphère qui est en contact direct avec le verre du PM. Ceci était particulièrement vrai pour l'expérience NEMO3 et le sera aussi dans SuperNEMO où la chambre à fils fonctionne avec de l'hélium.

Résumé des caractéristiques générales des photomultiplicateurs de SuperNEMO

Les développements réalisés pendant la phase de R&D de SuperNEMO ont permis la mise au point d'un PM remplissant les différents objectifs du cahier des charges imposé par le projet. Sur les 520 PMs qui formeront le calorimètre, 440 sont des PM 8" issus de ces travaux dont les différentes caractéristiques sont résumées dans le tableau 3.1. Les 80 PMs restants sont des PMs 5" sélectionnés parmi ceux de l'expérience NEMO3. Chacun d'entre eux a été testé afin de choisir les meilleures résolutions en énergie ainsi que des taux de déclenchement faibles (taux de pré-impulsions, post-impulsions et courant d'obscurité), ces PM ayant déjà été utilisés. Toutefois, les modules optiques composés de PMs 5" n'ont qu'une très petite surface ouverte sur le trajectographe (de l'ordre de 35%) et sont peu touchés par les événements $\beta\beta$ du fait de l'efficacité géométrique du détecteur. Ils

vont donc principalement servir de marqueur aux rayonnements gamma, comme c'est le cas pour les modules optiques XWALL et du GVeto positionnés autour du trajectographe.

Caractéristiques	Valeur
Fenêtre d'entrée - composition - indice de réfraction - épaisseur	verre borosilicate 1,48 $\sim 2 - 3$ mm
Photocathode - composition - gamme spectrale - efficacité quantique - uniformité	alliage bialcalins 270 – 700 nm maximale ~ 37 % @ 430 nm ~ 33 % ± 10 %
Multiplicateur - type - nombre de dynodes - haute tension * - déviation linéarité [0 , 5] MeV	linéaire focalisant 8 Gain = 2×10^5 1290 ± 60 V Gain = 1×10^6 1760 ± 90 V < 5 %
Bruits ($Gain = 10^6$) - rapport P/V - Courant d'obscurité	$2,60 \pm 0,34$ 4200 ± 1900 Hz
Signaux ($Gain = 10^6$) - temps de transit - dispersion FWHM (TTS)	~ 50 ns $2,251 \pm 0,135$ ns

Quand elles sont présentes, les incertitudes sont données à 1σ .

* : pour une répartition linéaire des tensions entre les dynodes.

TABLE 3.1: Caractéristiques principales des PMs 8" R5912-03 MOD2 utilisés dans le calorimètre de SuperNEMO.

3.1.3 Assemblage du module optique

Les éléments principaux d'un module optique sont le scintillateur et le photomultiplicateur. Néanmoins, ces deux parties nécessitent, lors de l'assemblage, d'autres éléments pour le bon fonctionnement du module optique. Les paragraphes suivants énoncent les différentes actions effectuées sur un module optique pendant la phase de production.

3.1.3.1 Couplage optique du scintillateur et du photomultiplicateur

Contrairement aux modules optiques de NEMO3, l'interface entre le scintillateur et le photomultiplicateur n'est pas réalisée par un guide de lumière. Utiliser un guide de lumière augmente le nombre de transitions optiques que les photons doivent traverser et affecte la quantité de lumière collectée.

Ainsi, la comparaison de mesures effectuées avec et sans guide de lumière a montré une augmentation du nombre de photoélectrons collectés lorsque le couplage est direct entre le scintillateur et le photomultiplicateur.

Dans le cas des modules optiques du calorimètre principal de SuperNEMO, tous les PMs (5" et 8") sont directement couplés aux scintillateurs. Ces derniers ont ainsi été creusés afin de pouvoir accueillir la géométrie hémisphérique des PMs. Les dimensions du "bol" ainsi usiné ont été définies de façon à optimiser la surface de la photocathode en contact avec le scintillateur tout en veillant à ne pas solliciter la zone de mauvaise uniformité cathodique et à garder une facilité de collage optique ainsi qu'une possibilité de pouvoir désassembler l'ensemble si besoin. Ces critères ont conduit à plonger dans le bol une surface de la photocathode allant jusqu'à un angle de 80° (0° représentant l'axe vertical du photomultiplicateur). Ce choix a permis d'améliorer de façon non négligeable la résolution en énergie des modules optiques ($\sim 5\%$ en valeur absolue de la résolution FWHM) par rapport à la couverture de l'ordre de 60° dans NEMO3 avec les guides de lumières.

Le couplage optique entre le scintillateur et le photomultiplicateur (figure 3.17) doit être choisi pour faciliter la transition entre le scintillateur d'indice optique 1,58 et le verre du PM d'indice optique 1,47. L'idéal est de choisir un couplage optique ayant un indice optique compris entre 1,47 et 1,58. En effet, une différence d'indice optique trop importante peut augmenter les réflexions totales au niveau de l'interface. Le choix du couplage optique doit aussi prendre en compte la transparence, la radiopureté ou la viscosité du matériau choisi. Pendant la phase de R&D du calorimètre, plusieurs colles optiques avec des indices optiques différents provenant de l'entreprise CARGILLE ont été testées. Comme attendu, les colles ayant un indice optique situé entre ceux du scintillateur et du verre du PM ont fourni de meilleurs résultats concernant la résolution en énergie [122]. Cependant, aucune des colles avec ce type d'indice optique n'a rempli les spécifications de radiopureté et de facilité de collage imposées. Le choix s'est donc porté sur une colle composé de caoutchouc, d'époxy et de silicone connu sous le nom de RTV615 avec un indice optique plus faible de 1,41 mais d'excellente radiopureté et avec la viscosité requise pour l'opération de collage de possible désassemblage.



FIGURE 3.17: Photographie représentant le couplage optique effectué entre le scintillateur et le photomultiplicateur par de la colle RTV615. L'excédent de colle après séchage est retiré avant l'habillage du scintillateur.

Dans le cadre de certains tests effectués pendant la phase de R&D, de l’isopropanol d’indice optique 1,38 a été utilisé pour effectuer le couplage optique entre le scintillateur et le photomultiplicateur. Malgré des performances obtenues moins bonnes qu’avec la colle RTV615, l’utilisation de l’isopropanol offrait un couplage pratique à mettre en oeuvre pour des tests rapides et répétitifs.

3.1.3.2 Habillage du scintillateur

Pour optimiser l’efficacité de collection des photons de scintillation sur la photocathode, le rôle de l’habillage du scintillateur est essentiel. Ce dernier permet de confiner les photons et de les guider vers le photomultiplicateur tout en isolant le scintillateur de l’extérieur. L’habillage doit donc être opaque à la lumière et avoir un coefficient de réflectivité le plus proche de 1 afin de minimiser les pertes au niveau des surfaces. De plus, l’habillage présent au niveau de la face d’entrée du scintillateur doit être composé de matériaux ayant un faible nombre de protons Z afin de réduire au maximum le phénomène de rétrodiffusion des électrons. Il doit aussi être le plus fin possible pour ne pas trop dégrader l’énergie des électrons entrants dans le scintillateur. Enfin, comme l’ensemble des matériaux formant le calorimètre et le détecteur dans sa globalité, le niveau de radiopureté de l’habillage doit être le meilleur possible. Deux types de réflecteurs ont été utilisés :

- le Mylar aluminisé dont la réflexion spéculaire conserve l’incidence des photons par rapport à la normale de la surface (considérée comme lisse) et donne un effet miroir.
- le Téflon qui présente une réflexion diffuse qui, de par la nature rugueuse des surfaces du matériau, renvoie les photons dans des directions aléatoires.

Les travaux réalisés lors de la phase de R&D de SuperNEMO ont montré que l’efficacité de collection des photons était optimisée pour des réflexions diffuses sur les faces latérales et des réflexions spéculaires au niveau des faces arrière et avant du scintillateur [125]. Ainsi, la collaboration a décidé d’utiliser des bandes de Téflon pour les faces latérales et du Mylar aluminisé au niveau des faces avant et arrière (figures 3.18a et 3.18b). L’épaisseur de la couche de Téflon est de l’ordre de 0,6 μm , ce qui correspond à une épaisseur de 0,024 g/cm^2 . Le film de Mylar étant de 6 μm et donc fragile, deux couches ont systématiquement été appliquées sur l’ensemble du scintillateur (figure 3.18b).

3.1.3.3 Intégration des modules optiques dans le blindage magnétique

L’ensemble du détecteur SuperNEMO sera placé dans un champ magnétique de 25 Gauss, parallèle aux cellules du trajectographe, afin de pouvoir discriminer les électrons des positrons. Or, l’efficacité de collection des PMs peut être fortement impactée par la présence d’un champ magnétique, même aussi faible que celui de la Terre. Dans cette situation, il a été décidé de placer chacun des modules optiques dans un blindage magnétique.

La contrainte sur les dimensions du blindage magnétique est d’avoir un champ magnétique de 0 Gauss en chaque point du PM. Les mesures réalisées ont montré qu’il fallait un blindage débordant d’au moins 11 cm de l’avant de la photocathode [122]. Les dimensions du scintillateur présentées auparavant ont été adaptées pour accueillir ce blindage.

Tous les modules optiques sont donc placés dans des blindages magnétiques en acier pur d’une épaisseur de 3 mm et d’une longueur de 42 cm. Pour faciliter l’intégration des modules optiques au Laboratoire Souterrain de Modane, ces derniers ont été assemblés par huit sous forme de brique lors de la production au CENBG. Les figures 3.19 montrent une des briques de SuperNEMO vue de dessous et de côté. On peut y observer le blindage magnétique qui repose sur la marche avant du scintillateur, cette marche permet de garantir une couverture maximale de scintillateur face au trajectographe.

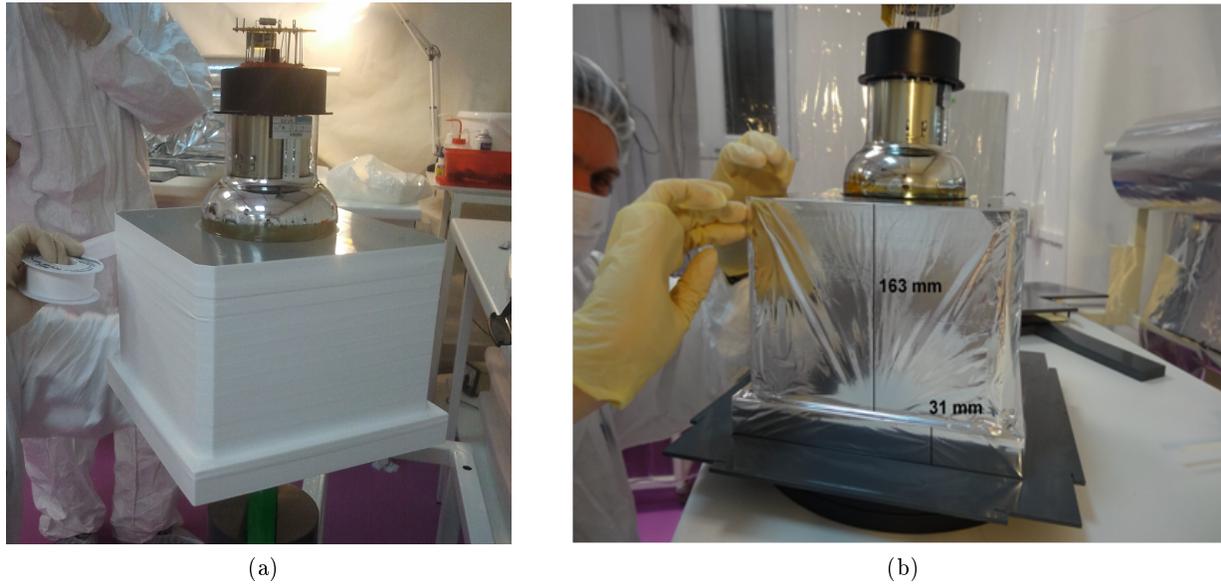


FIGURE 3.18: Photographies d'un module optique 5" de SuperNEMO lors de son habillage par du Téflon sur ses faces latérales (a) et par du Mylar aluminisé sur l'ensemble des surfaces du scintillateur (b).

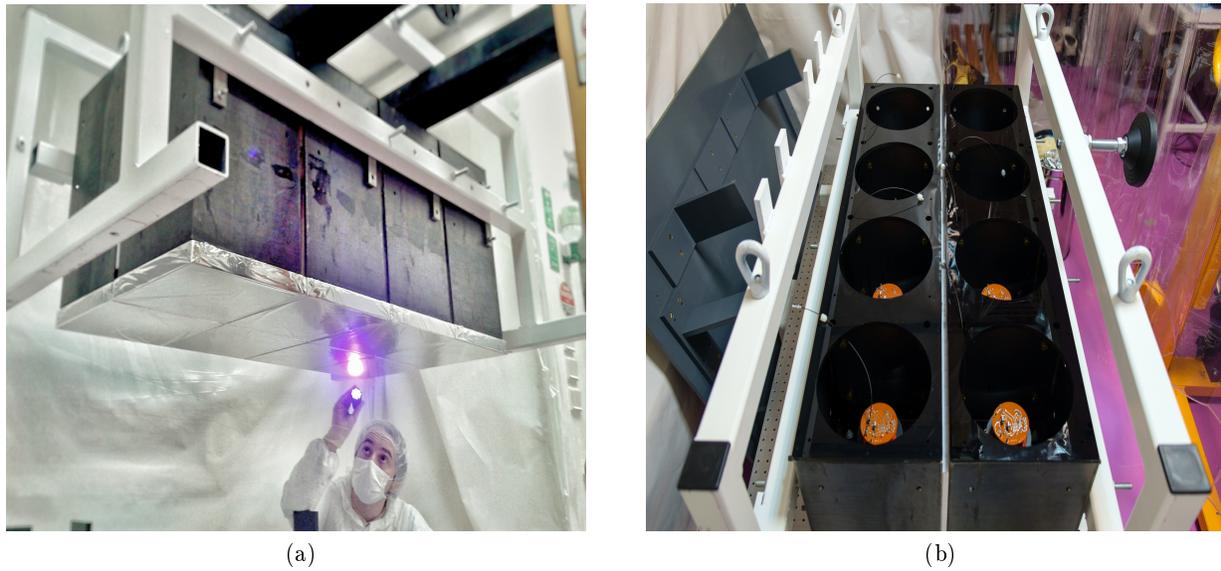


FIGURE 3.19: Photographie d'une brique de huit modules optiques 8" montrant les blindages magnétiques parallélépipédiques vue de dessous (a) et vue du dessus (b).

Comme nous avons pu le voir dans la section 2.6, le radon est une source de bruit de fond pour la recherche de la décroissance $\beta\beta 0\nu$. Celui-ci devient particulièrement gênant lorsqu'il contamine le gaz du trajectographe. Il faut donc impérativement éviter la diffusion du radon provenant du calorimètre vers la chambre à fils. Ainsi, les deux murs principaux du calorimètre sont isolés de la chambre à fils par un film en nylon qui n'est pas perméable au radon et qui empêche donc sa diffusion vers le trajectographe. De plus, une couche de colle STYCAST1264 est déposée sur toutes les jointures du blindage magnétique ainsi que sur les vis en nylon liant le haut du scintillateur et le blindage. Cette colle est connue pour être étanche au radon et permet, en plus du fil nylon, de se prémunir d'une possible diffusion vers la chambre à fils. L'intérêt de cette couche de colle est même double puisqu'elle permet aussi d'éviter la propagation des noyaux d'hélium de la chambre à fils vers les photomultiplicateurs.

3.1.4 Radiopureté

La pureté radioactive des matériaux ou radiopureté est un critère essentiel dans ce type d'expériences recherchant des événements très rares. En effet, la radioactivité naturelle issue des chaînes de ^{238}U ou du ^{232}Th peut mimer le processus de désintégration double bêta sans émission de neutrino attendue autour de 3 MeV. Par ailleurs, même à plus basse énergie comme pour le 40K ($Q_\beta = 1,3$ MeV), il est important de s'affranchir au maximum de toute contamination radioactive pour la mesure précise de la désintégration double bêta avec neutrinos ou celle vers les états excités. Enfin, une très bonne radiopureté permet de minimiser le taux de comptage simple du détecteur et de permettre des mesures à bas seuil en énergie.

C'est pourquoi tous les matériaux doivent être rigoureusement sélectionnés pour leur faible teneur en K, U et Th. Dans le cadre de l'expérience SuperNEMO, cette sélection s'est faite par spectrométrie gamma bas bruit de fond en utilisant des détecteurs Germanium de Haute Pureté (HPGe). Suivant le niveau de radioactivité requis, les mesures ont été effectuées soit au CENBG sur PRISNA (Plateforme Régionale Interdisciplinaire de Spectrométrie Nucléaire en Aquitaine) soit au LSM (Laboratoire souterrain de Modane) avec des sensibilités ultimes au ^{232}Th de l'ordre de 20 mBq/kg et 0,5 mBq/kg respectivement. Ce travail a été effectué et coordonné dans la collaboration SuperNEMO par le groupe Neutrino du CENBG.

Nous nous limitons dans cette partie à donner les niveaux de radiopureté atteint pour les matériaux des modules optiques de SuperNEMO. Cependant, il faut savoir que tous les matériaux du calorimètre, du trajectographe et de la structure du détecteur ont suivi le même processus de sélection.

En général, l'élément qui contribue majoritairement à la radioactivité du détecteur est le photomultiplicateur. Il est composé de verre, d'un matériau isolant en céramiques et de parties métalliques, les deux premiers composants étant les plus radioactifs. Ainsi, malgré un verre dit « bas bruit de fond » développé par Hamamatsu pour les PM 8", sa contribution reste dominante dans la radioactivité du PM.

Le tableau 3.2 présente tous les matériaux qui composent un module optique 8" de SuperNEMO avec leur masse respective et leurs activités massiques en ^{40}K , ^{238}U , ^{226}Ra et ^{232}Th . Le ^{226}Ra fait partie de la chaîne de ^{238}U mais il peut ne pas être en équilibre séculaire. Il est donc important de le mesurer séparément, d'autant plus qu'il est le noyau père du radon.

Les valeurs d'activité massique pour le bulbe de verre, pour les isolants et les parties métalliques du PM sont données au début du tableau. Afin de contrôler la radiopureté du verre et des isolants,

Matériau	Masse (g/OM)	Activité massique (mBq/kg)			
		^{238}U	^{226}Ra	^{232}Th	^{40}K
Verre bulbe PM 8"	650	[500-1050]	[250-650]	[150-600]	[600-1100]
Isolant PM 8"	25	[1350-3000]	[200-600]	[60-250]	[13000-21500]
Parties métalliques PM 8"	100	-	< 2	< 8	< 14
Scintillateur PS	10500	< 1,5	< 0,3	< 0,3	2,2 ± 1,0
Colle RTV615	50	< 21	4,1 ± 1,5	< 3,6	611 ± 46
Téflon	45	< 15	< 6,1	< 4,9	< 73
Mylar aluminisé double face	5,6	< 26	65 ± 3	< 3,6	59 ± 17
Colle STYCAST1264	1360	< 12	< 2,6	< 2,2	< 28,4
Vis nylon	8	< 10	2,1 ± 0,6	< 1,6	29,7 ± 6,1
Blindage fer pur	10000	-	< 1,2	< 1,1	< 7

TABLE 3.2: Liste de tous les matériaux composant un module optique 8" de SuperNEMO avec leur masse respective. Les activités massiques ont été mesurées par spectrométrie gamma bas bruit de fond et sont données pour les noyaux ^{238}U , ^{226}Ra , ^{232}Th et ^{40}K .

nous avons mesuré a posteriori la radioactivité de 10 x PM 8" provenant de différents lots de production. Les intervalles d'activité indiquent donc une certaine dispersion des valeurs en ^{40}K , ^{238}U et ^{232}Th .

On constate par ailleurs que les autres matériaux du module optique possèdent des activités massiques bien inférieures à celles du PM. Afin de comparer leurs contributions respectives, nous avons normalisé leur activité par rapport à celle du PM. Le tableau 3.3 donne leur contribution en pourcentage de l'activité des PM 8" en K, Ra et Th. On constate que leur contribution relative est inférieure voire très inférieure à 10% de l'activité des PM. C'est la règle que la collaboration SuperNEMO s'était fixée au départ pour accepter ou rejeter un matériau. On constate donc que les objectifs de radiopureté pour les modules optiques ont été atteints.

Matériau	% d'activité du PM 8"		
	^{226}Ra	^{232}Th	^{40}K
PM 8"	100	100	100
Scintillateur PS	< 0,9	< 1,2	2,4
Colle RTV615	0,06	< 0,07	3,2
Téflon	< 0,07	< 0,08	< 0,35
Mylar aluminisé double face	0,10	< 0,01	0,03
Colle STYCAST1264	< 0,96	< 1,09	< 4,07
Vis nylon	0	0	0,03
Blindage fer pur	< 3,3	< 4,0	< 7,4

TABLE 3.3: Contribution de tous les matériaux composant un module optique 8" de SuperNEMO par rapport à l'activité totale d'un PM 8" pris comme référence des activités (100 %). On constate que chaque matériau possède une activité au moins inférieure à 7 % de celle du PM 8" pour les noyaux ^{226}Ra , ^{232}Th et ^{40}K .

3.2 Tests des modules optiques en sortie de production

Afin de caractériser l'ensemble des modules optiques du calorimètre de SuperNEMO, le groupe Neutrino du CENBG a développé deux spectromètres à électrons [145]. Ces derniers offrent un faisceau d'électrons quasi-monoénergétiques qui, en plus de mesurer la résolution en énergie des modules optiques à 1 MeV, permettent aussi de valider la linéarité en énergie ainsi que l'homogénéité de la réponse des modules optiques en fonction du point d'impact sur la face avant.

Les paragraphes suivants présenteront ces spectromètres à électrons puis les résultats obtenus sur la caractérisation de l'ensemble des modules optiques de SuperNEMO produits au CENBG. Une mesure du taux de comptage simple d'un module optique effectuée au Laboratoire Souterrain de Modane viendra compléter cette section.

3.2.1 Spectromètre à électrons du CENBG

Les spectromètres à électrons doivent permettre la création d'un faisceau d'électrons monoénergétique et collimaté, ajustable en énergie et mobile selon deux axes. Le spectromètre à électrons a été conçu à l'IPHC Strasbourg par Jean-Louis Guyonnet pour NEMO3. Un exemplaire a été construit pour le CENBG. Par la suite, un second spectromètre a été construit au CENBG suivant les plans de l'IPHC.

Principe de fonctionnement

Le spectromètre à électrons est un dispositif utilisant une source radioactive β^- dans le but de produire un faisceau d'électrons monoénergétiques (figure 3.20). Un premier collimateur permet l'extraction d'un faisceau primaire de la source afin de l'envoyer dans une cavité où règne un champ magnétique produit par une bobine. Les trajectoires des électrons à l'intérieur de la cavité du spectromètre sont ainsi courbées en fonction de leur énergie cinétique par le biais de la force de Lorentz. L'application d'un second collimateur permet alors l'extraction d'un faisceau monoénergétique dirigé vers une boîte isolée de toute source de lumière contenant les modules optiques à tester. Une feuille de Mylar aluminisé est placée au niveau de la face d'entrée de cette boîte noire afin de garantir l'étanchéité lumière sans dégrader la résolution en énergie du faisceau d'électrons¹⁵.

Production du faisceau d'électrons

Le faisceau d'électrons est produit à partir d'une source de ^{90}Sr ayant une énergie disponible Q_β de 0,546 MeV et une période radioactive de 29 ans. Cet isotope décroît vers le radioisotope ^{90}Y qui est lui aussi un émetteur β avec une énergie disponible de 2,282 MeV et une période de demie-vie de 64 heures. Ainsi, les énergies disponibles pour le faisceau d'électrons sont comprises entre 0 et 2,3 MeV avec une gamme utile comprise entre 0,4 et 1,8 MeV si on tient compte du taux de comptage qui suit la distribution du spectre bêta. L'activité des sources de ^{90}Sr de chaque spectromètre est de 470 MBq. La structure du spectromètre est essentiellement composée de tungstène afin de stopper la totalité des rayonnements β excepté ceux du faisceau ainsi que les rayonnements X produits par rayonnement de freinage Bremsstrahlung.

Le faisceau d'électrons qui arrive à sortir de la cavité est ensuite soumis à un champ magnétique ajustable par l'utilisateur. La variation du courant traversant la bobine permet d'ajuster la valeur du

15. L'énergie perdue par des électrons de 1 MeV dans la feuille de Mylar est de l'ordre de 3 keV.

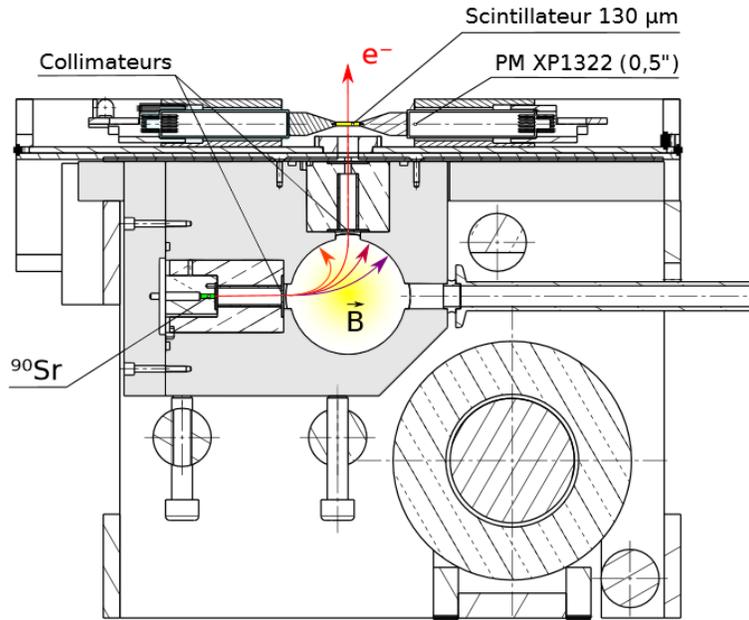


FIGURE 3.20: Structure interne des spectromètres à électrons du CENBG.

champ magnétique et donc de sélectionner l'énergie des électrons en fonction de leur trajectoire. A titre d'exemple, la valeur typique du champ magnétique utilisée pour produire un faisceau d'électrons de 1 MeV est autour de 1500 Gauss. Afin de limiter les interactions avec les molécules de l'air environnant, un vide de l'ordre de 10^{-2} mbar est appliqué à l'intérieur de la cavité.

Module de coïncidence

Lors d'une acquisition avec déclenchement à seuil, l'intégralité des signaux, sans discrimination sur leur provenance, sont enregistrés. Ainsi, les dépôts en énergie liés à la radioactivité naturelle ou aux rayons X produits par Bremsstrahlung peuvent dégrader la qualité des mesures. C'est la raison pour laquelle, nous l'avons vu, les matériaux des spectromètres ont été spécifiquement choisis. De plus, un absorbeur en aluminium de 5 mm d'épaisseur a été installé entre le spectromètre et la boîte noire afin d'arrêter les électrons du faisceau pour quantifier le bruit de fond ambiant. Sa mise en place sur le faisceau est motorisée et automatisée.

Cependant, pour des scintillateurs de grandes tailles comme ceux utilisés pour le calorimètre principal de SuperNEMO, le volume d'interaction étant important, le bruit de fond radioactif augmente fortement jusqu'à devenir plus important que le signal électrons. Dans cette situation, la soustraction du bruit de fond n'est plus entièrement efficace à cause des fluctuations statistiques cumulées et du temps mort important imposé par l'acquisition lors d'un fort taux de comptage.

Pour résoudre ce problème, un module de coïncidence (appelé deltaE) a été développé pour détecter le faisceau d'électrons à la sortie du spectromètre et ainsi déclencher l'acquisition. Ce module est composé d'un scintillateur BC400 rectangulaire fin d'une épaisseur de 130 µm couplé à deux PMs 1/2" XP1322 de chaque côté du scintillateur. Afin d'optimiser la collection des photons et de garantir

l'étanchéité à la lumière, le module est enveloppé par une feuille de Mylar de 12 μm d'épaisseur. Son placement dans l'axe du faisceau d'électrons permet de voir le passage des électrons dans le module par le biais d'un signal observé par les deux PMs du module en coïncidence. L'obtention de ce type de signal déclenche ensuite l'acquisition du signal fourni par le module optique sur une fenêtre temporelle de 1,25 μs .

Les spectres obtenus avec et sans le module de coïncidence sont visibles respectivement sur les figures 3.21 et 3.21a,. Ces deux spectres illustrent l'importante suppression du bruit de fond obtenue avec le module deltaE. Sur la figure 3.21a, on peut observer le bruit de fond liée à la radioactivité naturelle accompagnant le signal délivré par le spectromètre.

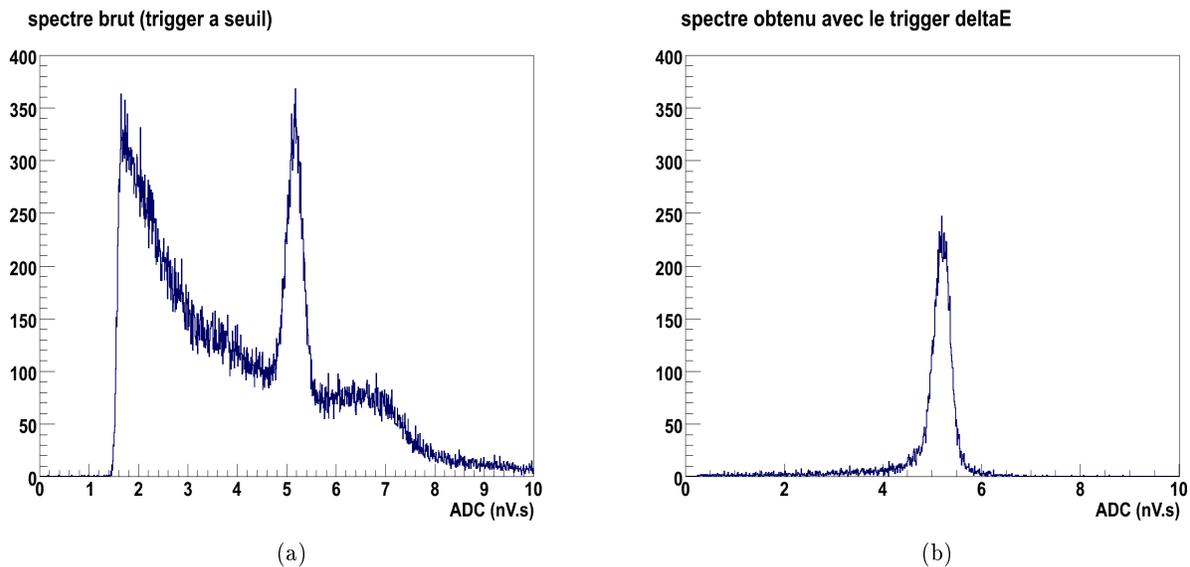


FIGURE 3.21: Spectre en charge mesuré pour des électrons de 1 MeV avec un déclenchement standard à seuil sur le signal du module optique (a) ou avec un déclenchement par le module de coïncidence deltaE (b).

L'influence du module sur l'intensité et la qualité du faisceau n'est pas très importante. En effet, de par sa faible épaisseur, l'intensité du faisceau n'est diminuée que de 10 % pour des électrons de 1 MeV tandis que la perte en énergie des électrons dans le module est estimée à environ 15-25 keV pour des électrons dont l'énergie est comprise entre 0,4 et 2,0 MeV. Un étalonnage réalisé avec et sans utilisation du module deltaE a permis de mesurer la dégradation relative de la résolution en énergie liée à ce module, évaluée à $2,9 \pm 0,2$ % [145]. Par la suite, les résultats obtenus sur la résolution en énergie seront affichés après correction liée à l'usage du deltaE.

Étalonnage du faisceau

L'étalonnage du spectromètre à électrons consiste à déterminer la relation entre le courant appliqué à la bobine et l'énergie des électrons du faisceau. Cela est réalisé à l'aide d'un détecteur Si(Li) d'une surface active de 25 mm^2 et d'une épaisseur de 5 mm. Une source de ^{207}Bi est utilisée afin d'étalonner la réponse du détecteur à partir des trois électrons de conversion les plus intenses émis à 482, 976 et 1048 keV. Il est nécessaire de prendre en compte les différentes pertes d'énergies dans le Mylar utilisé pour sceller la source ainsi que dans les 3 mm d'air séparant la source et le détecteur.

De cette façon, les énergies correspondantes aux trois raies observées sur le spectre visible sur la figure 3.22 valent respectivement 478, 970 et 1044 keV. De plus, la présence d'un front Compton à une énergie de 393 keV, qui correspond au rayonnement gamma de 570 keV de la source de ^{207}Bi , permet d'avoir un point supplémentaire. La réponse de la diode silicium aux électrons de conversion de 974 keV du ^{207}Bi indique une largeur à mi hauteur (FWHM) égale à 14,5 keV, ce qui correspond à une résolution en énergie de 1,5 %. Si on déconvolue la résolution intrinsèque de la diode, on obtient une résolution FWHM du faisceau d'électrons de $1,0 \pm 0,2$ % à 1 MeV [145].

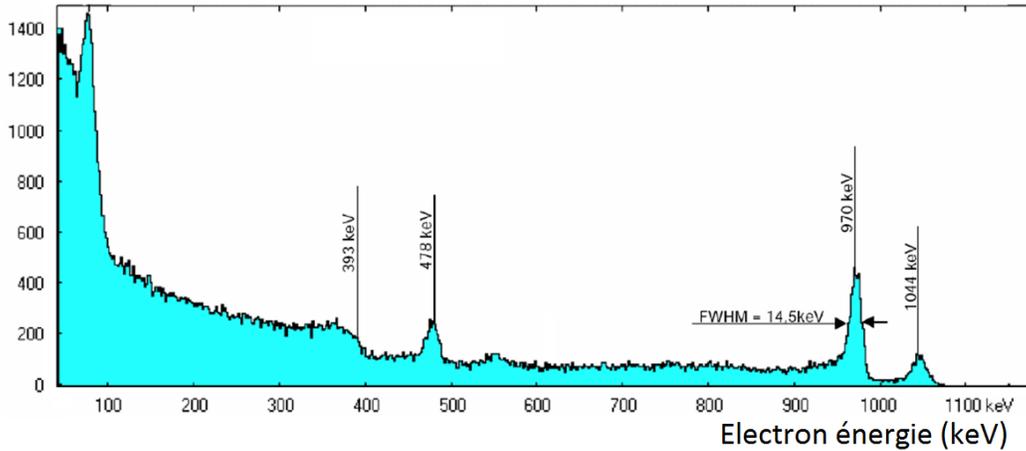


FIGURE 3.22: Spectre en énergie d'une source de ^{207}Bi mesuré avec la diode silicium ayant suivi à l'étalonnage des spectromètres à électrons.

A l'aide de ce spectre en énergie, il est donc possible, pour une valeur de champ magnétique imposée au spectromètre, de connaître l'énergie des électrons contenus dans le faisceau. Pour cela, le détecteur silicium est placé dans l'axe du faisceau, à l'endroit même où serait placée la face d'entrée des scintillateurs lors de leur caractérisation. Cette mesure permet d'obtenir la relation entre courant appliqué à la bobine et énergie des électrons.

Caractéristiques du faisceau

L'intensité du faisceau d'électrons a été mesurée à différentes énergies à l'aide d'un scintillateur plastique couplé à un photomultiplicateur. À partir de la figure 3.23, on observe que l'intensité maximale du faisceau est de 35 Hz pour des électrons ayant une énergie de 1,4 MeV lorsque le module ΔE n'est pas placé dans le faisceau. Dans le cas contraire, le maximum d'intensité est abaissé à une valeur de 30 Hz pour des électrons ayant une énergie de 1,1 MeV. La variation d'intensité en fonction de l'énergie est liée à l'allure caractéristique du spectre β du ^{90}Sr ainsi qu'à l'efficacité géométrique du spectromètre. Concernant la baisse d'intensité liée à l'application du ΔE , celle-ci est principalement induite par le phénomène de rétrodiffusion pouvant se produire sur le module.

Le profil du faisceau d'électrons a été mesuré à l'aide d'un petit scintillateur de 2 cm de diamètre couplé à un photomultiplicateur et placé en face du faisceau. Nous avons ainsi pu obtenir le profil visible sur la figure 3.24a. Ce profil correspond au taux de comptage mesuré dans le scintillateur pour 20 x 20 positions du faisceau avec un pas de 2 mm entre chaque position. Le profil obtenu est symétrique suivant l'axe transverse et sa largeur à mi-hauteur peut-être obtenue par déconvolution de la taille du scintillateur. Cette dernière est estimée par une ellipse ayant une largeur gaussienne $\sigma_X = 3,0 \pm 0,2$ mm selon l'axe X et une largeur gaussienne $\sigma_Y = 3,2 \pm 0,2$ mm selon l'axe Y.

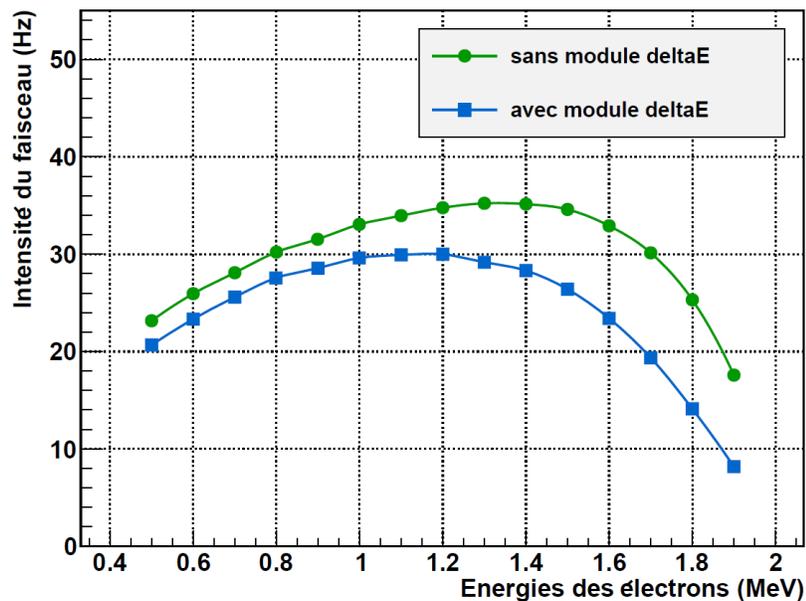


FIGURE 3.23: Intensité du faisceau d'électrons pour différentes énergies avec et sans traversée du module deltaE.

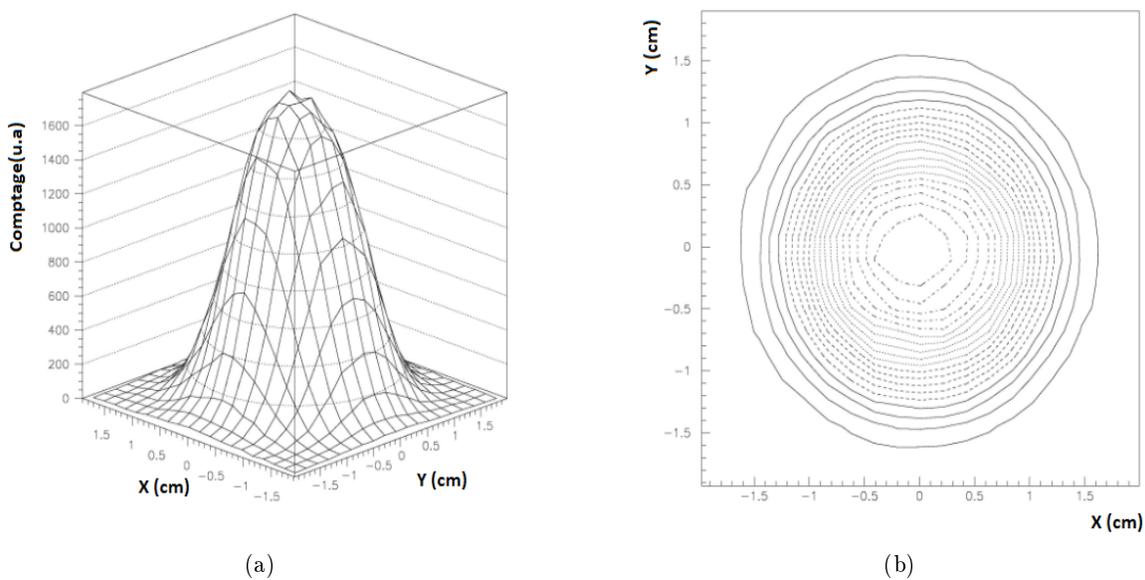


FIGURE 3.24: Profil de l'intensité du faisceau (a) et sa projection en deux dimensions selon les axes X et Y (b).

Les deux spectromètres ont été montés sur des supports motorisés suivants deux axes permettant la balayage de la surface d'un scintillateur ou le test successif de plusieurs modules optiques. Le spectromètre le plus utilisé dans la caractérisation des modules optiques du calorimètre possède une mobilité de 60 cm par 200 cm avec un pas de l'ordre du millimètre.

3.2.2 Performances des modules optiques du calorimètre

Les bancs de tests ont été équipés de cartes électroniques de contrôle permettant l'automatisation des mesures et le contrôle à distance. L'acquisition des signaux provenant des PMs est réalisée à l'aide d'une carte MATAcq32 VME développée par le CEA/DAPNIA et l'IN2P3/LAL. Celle-ci permet la digitisation des signaux électriques à une fréquence d'échantillonnage de 2 GHz durant une fenêtre de 1,25 μ s, soit un nombre total de 2520 points avec une précision de 250 μ V [146]. Le déclenchement de l'acquisition peut se faire à l'aide d'un seuil déterminé au niveau de la carte d'acquisition ou par un signal externe comme c'est le cas lors de l'utilisation du deltaE.

3.2.2.1 Linéarité

La linéarité des modules optiques est mesurée pour cinq énergies : 400, 700, 1000, 1300 et 1700 keV. L'allure complète du signal électrique est enregistrée afin de pouvoir déterminer la charge intégrée. Pour cela, les premières 250 ns de chaque mesure sont utilisées afin de calculer la valeur du piédestal de l'acquisition qui sera soustrait lors de l'intégration de la charge. La fenêtre d'intégration a ensuite été optimisée afin d'obtenir le meilleur rapport signal sur bruit, ce dernier pouvant provenir du courant d'obscurité ou des post-impulsions du PM. Lors des tests réalisés au CENBG, la fenêtre d'intégration optimale des signaux a été de 400 ns.

Les spectromètres ayant comme objectif de déterminer aussi la linéarité de la réponse en énergie des modules optiques, la charge obtenue est mesurée pour les cinq énergies citées auparavant. Cela permet de déterminer la relation entre l'énergie déposée dans le scintillateur E et la charge calculée Q . Cette relation est ajustée par une fonction de la forme :

$$Q = A (1 - e^{-B \times E + C}) \quad (3.2.1)$$

où A , B et C sont des paramètres d'ajustement de la fonction. Un développement au premier ordre de cette fonction est une fonction linéaire tandis que la partie exponentielle de la fonction permet de rendre compte des effets de saturation augmentant avec l'énergie [147]. L'ajustement des données par cette fonction indique une énergie non nulle pour une charge calculée égale à zéro. Cet effet correspond à un piédestal résiduel reflétant la non linéarité de la production de lumière d'un scintillateur à basses énergies liée au phénomène de Birks (section 5.1.3.1).

3.2.2.2 Résolution en énergie

A partir de l'étalonnage de la réponse en énergie des modules optiques, il est possible de mesurer la résolution en énergie à partir de la distribution en énergie des événements correspondant à des électrons de 1 MeV envoyés sur le scintillateur. Cette distribution est ensuite ajustée par une fonction gaussienne permettant de calculer la résolution en énergie $\frac{\Delta E}{E}$ définie par la relation suivante :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2,35 \times \sigma}{E} \quad (3.2.2)$$

où σ est l'écart type de la distribution obtenue par l'ajustement à une énergie du faisceau d'électrons E . La précision sur la mesure de la résolution en énergie, en prenant en compte les erreurs statistiques et systématiques, est de l'ordre de 2 %.

Tous les modules optiques, une fois leur assemblage effectué (couplage optique, habillage, intégration dans le blindage), ont été testés sur les bancs de mesures du CENBG afin d'obtenir leur résolution en énergie pour des électrons de 1 MeV au centre de la face avant du scintillateur. L'ensemble de ces résultats sont présentés pour les modules optiques 8" sur la figure 3.25. Les quatre différentes distributions correspondent à un type de scintillateur utilisé. On observe clairement l'amélioration de la résolution en énergie obtenue avec la nouvelle composition des scintillateurs PS développée par ENVINET avec une valeur moyenne à 1 MeV passant de 8,35 % à 7,97 %. Si on compare avec les 8 modules optiques formés de scintillateurs en PVT, on constate que ces derniers donnent des résultats semblables aux nouveaux PS. Enfin, la distribution des résolutions en énergie des modules optiques produits à partir des scintillateurs du programme de R&D donnent une valeur moyenne de 8,19 %, situé entre les performances des modules optiques PS standards et ceux améliorés. Il est à noter que seuls 429 résultats apparaissent dans cette distribution, les données de 11 modules optiques ayant été perdues suite à un problème de disque.

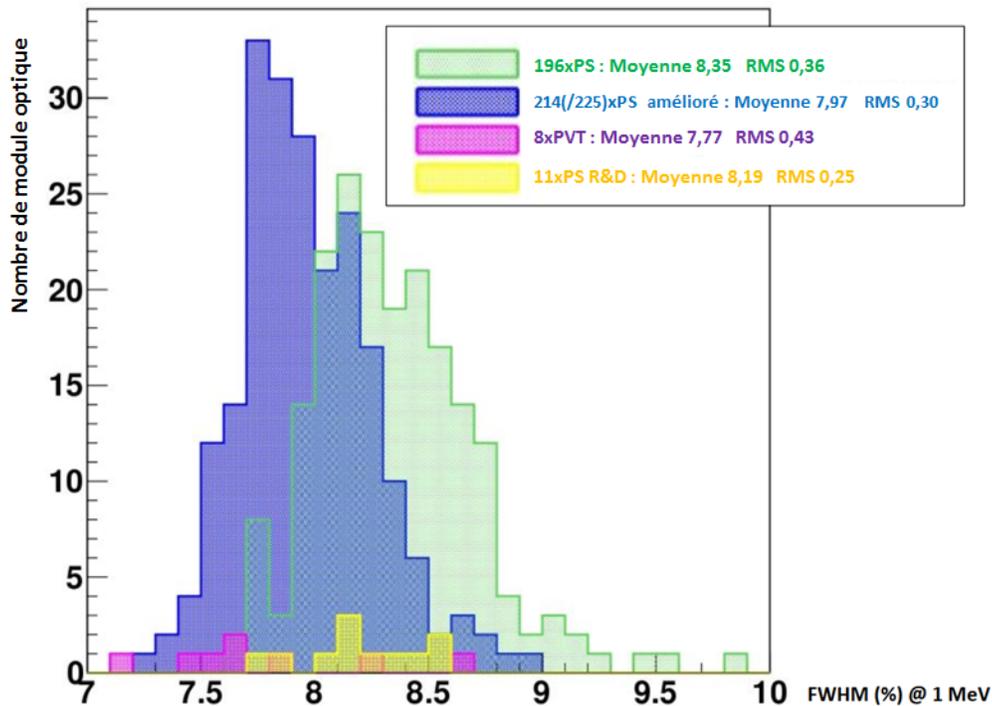


FIGURE 3.25: Résolutions en énergie obtenues pour les 440 modules optiques 8" de SuperNEMO, "éclairés" par des électrons de 1 MeV envoyés au centre de la face avant du scintillateur, en fonction de la composition des scintillateurs.

3.2.2.3 Uniformité spatiale

La motorisation des bancs de tests a permis de scanner l'ensemble des modules optiques afin de vérifier et de valider la bonne homogénéité de la réponse des scintillateurs au niveau de leur face avant. A l'aide du faisceau d'électrons ayant une largeur gaussienne de l'ordre de 3 mm, il est possible

de tester un certain nombre de positions de points d'entrée des électrons dans le scintillateur. Dans le cadre de la caractérisation des modules optiques en sortie de production, 8 positions situées autour du centre de la face avant (qui sert de référence) ont été mesurés. Nous sommes alors en mesure de pouvoir comparer les résolutions en énergies ainsi que les charges collectées pour différents points d'impact d'un même module optique (figures 3.26a et 3.26b).

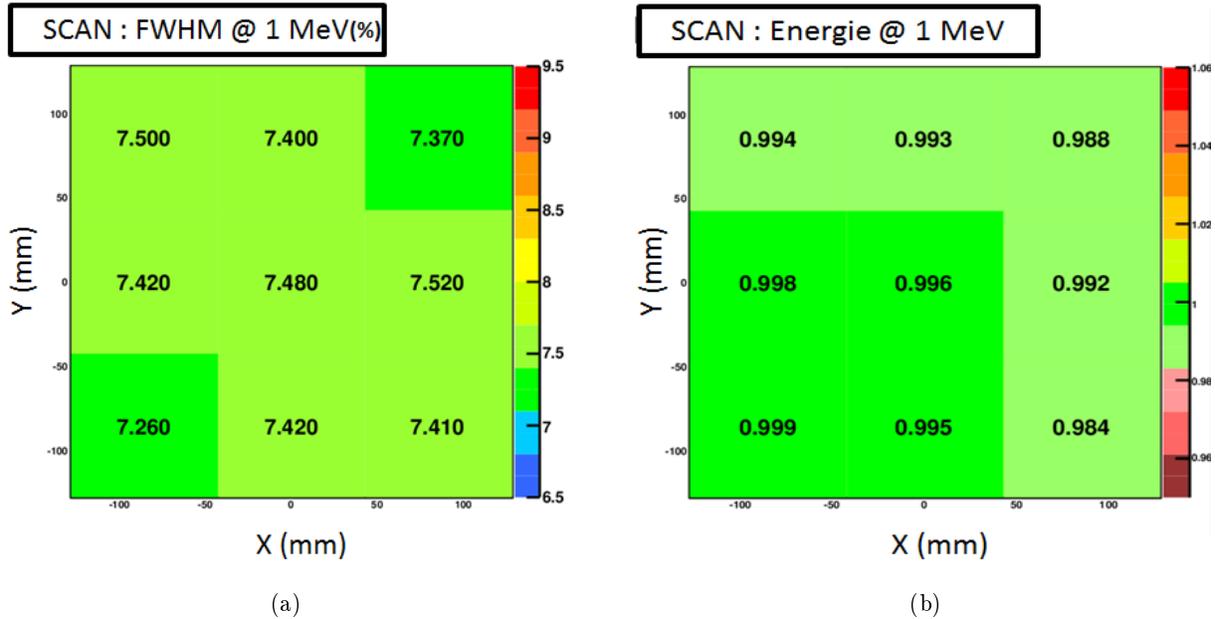


FIGURE 3.26: (a) Résolutions en énergie FWHM et (b) énergies mesurées pour des électrons de 1 MeV envoyés en 9 positions différentes sur la face avant d'un scintillateur SuperNEMO.

Les 9 positions de mesures correspondent à une position du faisceau d'électron situé au centre des 9 carrés présents sur ces deux figures. Dans le cas de cette mesure, pour un module optique donné, on constate que l'uniformité de la résolution en énergie est excellente, ce qui est le cas également pour l'uniformité de la réponse en énergie.

La déviation de la résolution FWHM par rapport à la valeur centrale de chacune des mesures est représentée sur la figure 3.27a pour l'ensemble des modules optiques produits. Cette figure montre à nouveau l'amélioration apportée par les nouveaux scintillateurs développés par ENVINET avec une distribution plus resserrée que celle des scintillateurs PS standards. Au final, nous pouvons affirmer que l'uniformité spatiale des modules optiques, en terme de résolution en énergie mesurée sur 9 points, est meilleure que 10 % pour 96 % des modules optiques produits au CENBG. Les modules optiques les moins bons ont été placés dans des zones de plus faibles efficacités géométriques de déclenchement.

Concernant la mesure en énergie, la déviation par rapport à la valeur centrale de chacune des mesures réalisées pour l'ensemble des modules optiques produits est représentée sur la figure 3.27b. Les conclusions sur cette figure sont les mêmes que précédemment avec l'obtention d'une distribution plus resserrée pour les modules optiques utilisant des scintillateurs améliorés. Ainsi, l'uniformité spatiale des scintillateurs concernant l'énergie est meilleure que 5 % pour 94 % des modules optiques produits. De nouveau, les modules optiques les moins bons ont été placés stratégiquement dans les murs du calorimètre.

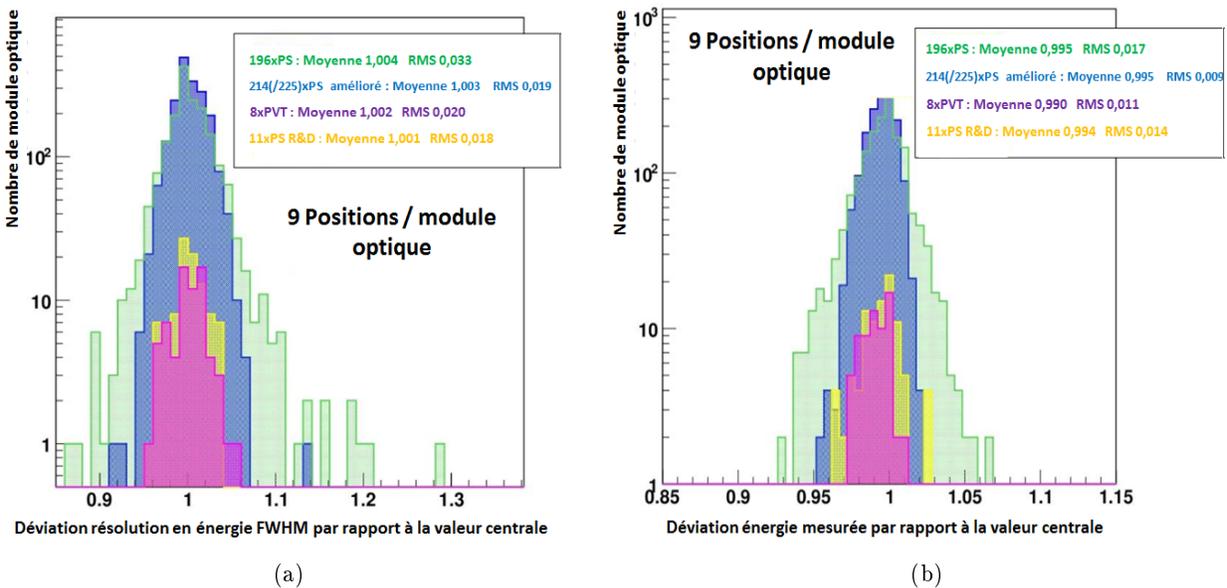


FIGURE 3.27: (a) Déviations des résolutions en énergie FWHM (%) et (b) déviation des énergies mesurées pour des électrons de 1 MeV envoyés à 9 positions différentes sur la face avant du scintillateur par rapport à la valeur obtenue au centre. La distribution verte correspond aux 196 scintillateurs PS présents dans le calorimètre tandis que la distribution bleue correspond aux 214 scintillateurs PS améliorés. Les quelques modules en violet et jaune correspondent respectivement aux 8 scintillateurs en PVT et aux scintillateurs PS issus de la R&D du démonstrateur. L’information sur 11 scintillateurs PS améliorés est manquante du à une perte mémoire.

Néanmoins, les différentes mesures réalisées précédemment concernent la partie centrale de la face avant du scintillateur, c’est-à-dire hors de la zone délimitée par la marche. On peut s’attendre à des pertes de collection de photons lorsque le dépôt en énergie d’une particule est réalisé dans les bords de la marche. Cet effet sera évalué plus en détails lors du chapitre 5.

3.2.2.4 Etude du taux de comptage d’un module optique au LSM

Dans le cadre de l’utilisation d’un déclenchement à seuil pour l’acquisition des données de SuperNEMO, l’information sur le taux de comptage des modules est particulièrement importante. Un seuil haut en énergie permet de s’affranchir d’une grande partie du bruit de fond environnant mais entraîne une perte d’évènements. L’objectif sera donc de fixer le seuil le plus bas possible. Cependant, le couplage direct du photomultiplicateur, dont le verre est une source connue de contaminations radioactives, avec le scintillateur peut laisser craindre un taux de comptage élevé. Afin de vérifier ce taux, un module optique 8” a été placé au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM). Pour compléter l’étude, les données obtenues ont été comparées à la simulation du taux de comptage du module optique lié aux contaminations environnantes. Cette section dédiée aux performances du calorimètre décrit principalement les taux de comptage obtenus. Les résultats des simulations, ayant nécessité le développement de nouvelles corrections en énergie, seront étudiés en détails dans le chapitre 5.

La configuration de mesure est visible sur les figures 3.28a et 3.28b. Afin d’évaluer le taux de comptage propre au module optique, celui-ci est protégé des rayonnements environnants à l’aide d’un blindage formé par des briques de plomb d’une épaisseur de 10 cm.

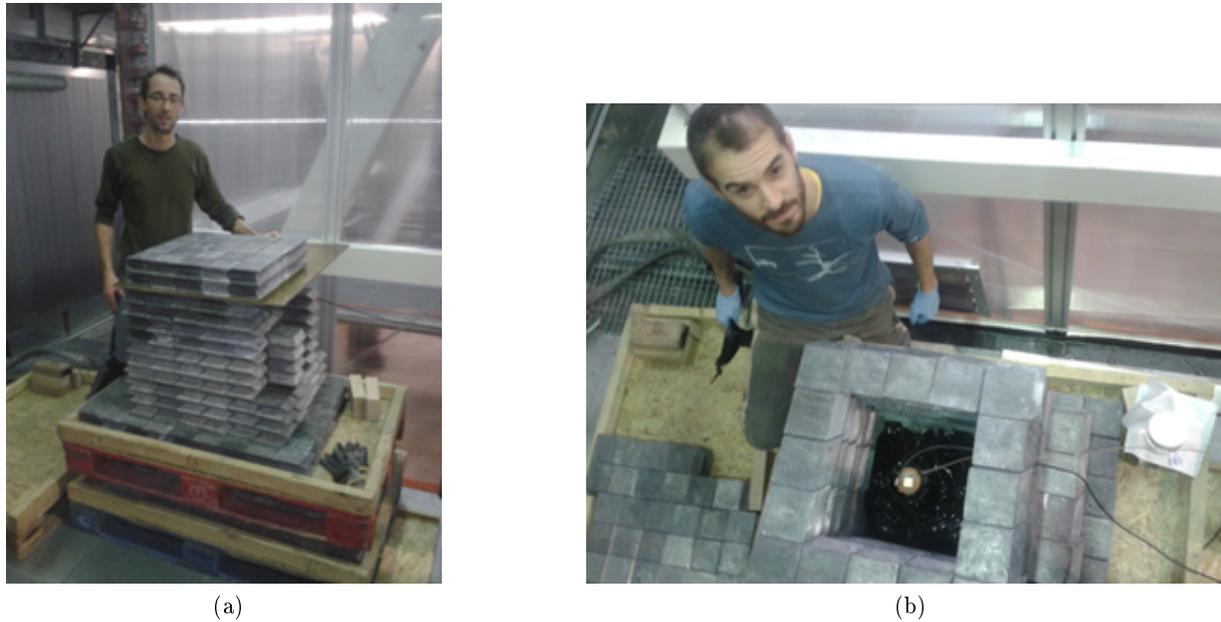


FIGURE 3.28: Photographies du blindage en plomb utilisé pour mesurer le taux de comptage d'un module optique au LSM vue de face (a) et vue du dessus (b).

La mesure du taux de comptage réalisée pour différents seuils en énergie est visible sur la figure 3.29. A titre de comparaison, la valeur du taux de comptage des module optiques de l'expérience NEMO3 pour un seuil en énergie de 150 keV est également donnée ainsi que les différents taux de comptage obtenus par la simulation des contaminations radioactives des matériaux qui composent le module optique. Cette mesure permet de constater que le taux de comptage est de l'ordre de 16 Hz pour un seuil de 50 keV et atteint une valeur de 4 Hz lorsque le seuil en énergie est de 150 keV, ce qui correspond respectivement au seuil bas et haut de l'acquisition de SuperNEMO. Cette valeur est plus élevée que celle de NEMO3 mesurée à 120 mHz. Ce résultat n'est pas surprenant car la majeure partie du taux de comptage des modules optiques est liée à la radioactivité du PM, l'augmentation de taille des PMs utilisés (de 5" à 8") peut expliquer une partie de cette différence. A partir des valeurs de radioactivités mesurées dans les matériaux du module optique (section 3.1.4), le taux de comptage attendu est estimé à 1,2 Hz dans le cas d'un seuil en énergie de 150 keV soit déjà dix fois plus que le taux de comptage enregistré dans NEMO3. Toutefois, la prise en compte de la radioactivité des matériaux ne permet pas d'expliquer intégralement le taux de comptage mesuré (4 Hz). On peut supposer que cette différence, visible uniquement pour des seuils en énergie inférieurs à 1 MeV, peut s'expliquer par la non prise en compte dans les simulations de l'intégralité des rayonnements gammas environnants pouvant déposer de l'énergie dans le scintillateur malgré le blindage en plomb.

Les premières mesures effectuées lors de la mise en route du calorimètre au LSM nous a permis d'estimer que le taux de comptage des modules optiques, sans la présence des différents blindages autour, était compris entre 50 et 100 Hz pour un seuil en énergie de 150 keV. On peut suivre l'évolution de ce taux de comptage pour 6 modules optiques en fonction du seuil appliqué sur la figure 3.30. Les taux de déclenchements ne sont pas exactement les mêmes pour les 6 modules optiques car leur gain n'a pas encore été finement réglé dans cette phase de mise en route du démonstrateur. L'absence actuel de blindages autour du démonstrateur explique ce taux de déclenchement plus élevé qui reste compatible avec les taux attendus.

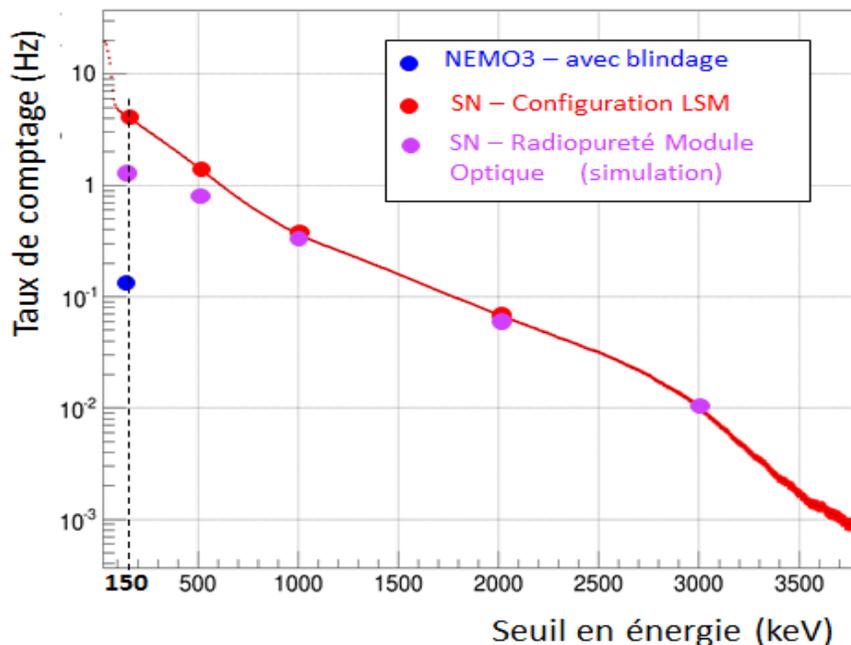


FIGURE 3.29: Taux de comptage d’un module optique 8” SuperNEMO placé dans un blindage de plomb au LSM en fonction du seuil en énergie du déclenchement de l’acquisition (points rouges). Le taux de comptage mesuré par les modules optiques de NEMO3 à un seuil en énergie de 150 keV y est indiqué (point bleu) ainsi que les valeurs attendues par la simulation des contributions de la radioactivité des matériaux du module optique (points roses).

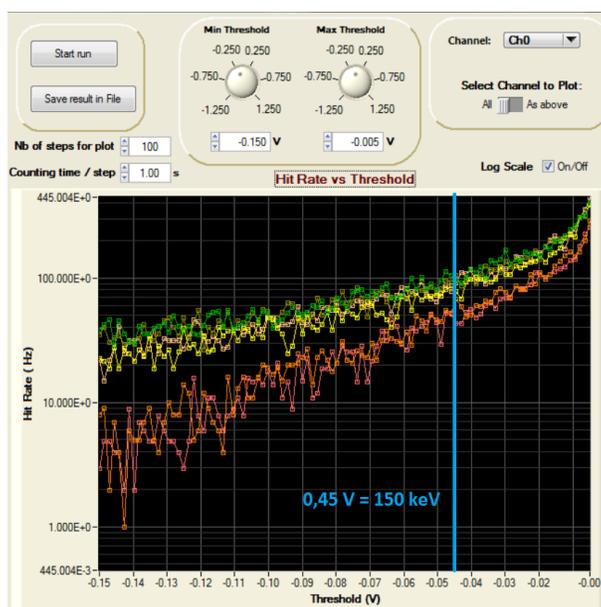


FIGURE 3.30: Capture d’écran de contrôle d’acquisition au LSM montrant les taux de comptage de 6 modules optiques du calorimètre de SuperNEMO en fonction du seuil de déclenchement. Cette mesure a été réalisée pendant la première phase de test du démonstrateur en l’absence de blindages. Un seuil en amplitude de 45 mV correspond à une énergie d’environ 150 keV suite à la caractérisation des modules optiques au CENBG.

Chapitre 4

Développement d'une simulation optique pour le calorimètre de SuperNEMO

Sommaire

4.1	GEANT4	115
4.1.1	Présentation	115
4.1.2	Définition du photon optique et de ses propriétés	117
4.2	Simulation du scintillateur	118
4.2.1	Emission/absorption du scintillateur	118
4.2.2	Rendement de scintillation	119
4.3	Simulation des interfaces optiques	119
4.3.1	Indice optique des matériaux	119
4.3.2	Etat de surface des matériaux	120
4.4	Simulation du photomultiplicateur	123
4.4.1	Efficacité quantique	123
4.4.2	Efficacité de collection	124
4.5	Validation des modèles optiques	126
4.5.1	Principe	126
4.5.2	Modules optiques utilisés pour la validation	127
4.5.3	Résultats des tests et simulations	129
4.5.4	Limitations des modèles	133

Les simulations, utilisées en physique nucléaire et en physique des particules, se basent sur la technique dite de Monte-Carlo¹ afin de modéliser l'ensemble des processus physiques ayant cours au sein de l'expérience considérée.

Une méthode Monte-Carlo se base sur la génération de tirages aléatoires pour déterminer une grandeur, un processus physique, à partir de probabilités. La méthode actuelle a vu le jour avec le développement de l'informatique mais celle-ci était déjà utilisée au 18ème siècle par un scientifique français, Georges-Louis Leclerc de Buffon. Ce dernier proposa une expérience de probabilité en 1733 afin de fournir une estimation du nombre π . Il proposait de lancer un grand nombre d'aiguilles sur un parquet formé de planches parallèles et de compter le nombre d'aiguilles positionnées à cheval sur une rainure du parquet. Il démontra que ce nombre était directement lié au nombre π [148]. La technique MC connu un véritable regain d'intérêt avec le projet Manhattan visant à la conception de

1. en référence aux jeux de hasard pratiqués à Monte-Carlo.

la bombe atomique. En ce qui concerne la physique nucléaire et la physique des particules, le premier code utilisant cette technique a été le code MCS écrit en FORTRAN en 1963. Ce dernier est connu aujourd'hui sous le nom de MCNP (Monte-Carlo N-Particle transport).

En ce qui concerne notre étude, celle-ci a été réalisée avec le logiciel de simulation GEANT4. Cette partie consistera à présenter les différents éléments de la simulation optique développée pour obtenir des modèles cohérents pour les différentes géométries du calorimètre de SuperNEMO. Les différents tests de validation de l'outil d'analyse développé seront également présentés.

4.1 GEANT4

4.1.1 Présentation

Mis en place à la fin des années 70, le logiciel de simulation GEANT (GEometry ANd Tracking) est devenu une référence dans le domaine de la physique des particules avec sa version 3 codée en langage Fortran. La version actuelle, GEANT4 [149] est développée depuis 1993 à partir du langage orienté objet C++. Originellement conçu pour réaliser des travaux de R&D et d'analyse sur les expériences du CERN, sa flexibilité ainsi que les nombreuses améliorations sur la richesse des modèles physiques ont permis à cet outil d'être extrêmement polyvalent. Une extension du code (GEANT4-DNA) est même disponible pour simuler l'interaction des rayonnements ionisants avec un milieu biologique à l'échelle moléculaire [150]. C'est un code open-source, en accès libre, qui permet à chacun des utilisateurs d'accéder aux différents processus afin de pouvoir les comprendre, les ajuster ou les compléter. Cette philosophie permet de fréquentes mises à jour et une mise à l'épreuve continue de la fiabilité du code et de ses résultats. De plus, GEANT4 est un code gratuit qui fonctionne sur un grand nombre de plateformes modernes (Linux, Windows, MacOS).

Concrètement, le logiciel GEANT4 permet de simuler le passage des particules à travers la matière. Basé sur un langage orienté objet, le logiciel permet de décrire un objet d'une part et l'ensemble de ses caractéristiques d'autre part, ces mêmes caractéristiques pouvant être utilisées par d'autres objets. Le regroupement des paramètres qui définissent un ensemble d'objets appartient à une classe. Chacune d'entre elles est rangée dans une catégorie obéissant à une hiérarchie logique.

L'architecture, illustrée figure 4.1, représente les différentes dépendances des catégories de GEANT4. Celle-ci débute avec les catégories les plus fondamentales, en bas, puis continue vers les catégories du haut ayant le plus grand nombre de dépendances. Pour exemple, la catégorie **Geometry** contient l'intégralité des classes permettant de définir les volumes de la simulation. Cependant, pour définir un volume, il faut connaître son matériau, d'où la dépendance naturelle existant entre la catégorie **Geometry** et **Material**. L'utilisation de l'intégralité des catégories n'est pas une obligation. Néanmoins, pour réaliser une simulation, il est nécessaire d'y inclure quelques classes de base obligatoires :

- **Global** : regroupe l'intégralité des unités de mesures, constantes fondamentales, moteurs de génération de nombres aléatoires et fonctions numériques permettant l'utilisation de GEANT4.
- **Material** : permet de caractériser l'ensemble des matériaux présents dans la simulation par le biais de leur numéro atomique, leur masse molaire, le nombre de nucléons, la densité ou encore l'état physique du matériau.
- **Geometry** : permet de définir l'ensemble des volumes de la simulation en trois étapes. Un volume solide qui définit la forme et les dimensions, un volume logique associant le volume solide à sa composition physique et un volume physique permettant de définir l'emplacement du volume.

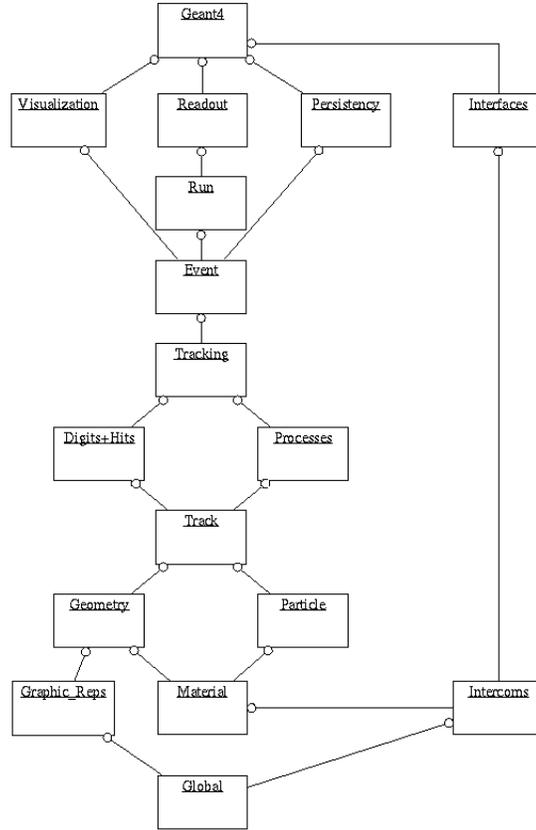


FIGURE 4.1: Architecture et dépendance des catégories de GEANT4 [151].

- **Particle** : permet la génération de particules primaires dans la simulation (type, énergie, direction). L'intégralité des particules existantes peut être définie dans GEANT4 à partir du moment où ses propriétés sont connues (masse, charge, spin, moment magnétique, parité, iso-spin, etc...).
- **Process** : permet de définir l'intégralité des processus physiques décrivant les interactions entre les particules et les matériaux. Le transport des particules ainsi que les différents processus d'interactions associés (électromagnétiques, hadroniques ou optiques) sont gérés par cette catégorie.

Ces quatre catégories sont suffisantes pour simuler le passage de particules à travers la matière. Cependant, l'accès aux informations n'est possible qu'avec la mise en place de trois catégories supplémentaires :

- **Track** : permet d'accéder à l'ensemble des informations cinématiques d'une particule lors de ses différents pas d'interactions. Les pas (step) correspondent à des segments linéaires représentant le passage de la particule et dont les extrémités peuvent être assimilées à des interactions physiques avec la matière.
- **Event** : permet la gestion de chaque évènement simulé par l'utilisateur. Un évènement correspond à l'ensemble des trajectoires et interactions produites par le passage de chaque particule primaire générée.
- **Run** : permet la gestion de l'ensemble des évènements définis par l'utilisateur dans une configuration donnée.

4.1.2 Définition du photon optique et de ses propriétés

Lorsque la longueur d'onde d'un photon est bien plus grande que l'espacement atomique (typiquement $\lambda \geq 10$ nm), celui-ci peut être considéré comme un photon optique. Avec GEANT4, la lumière peut être traitée à travers cette définition (G4OpticalPhoton) indépendamment du cas des rayonnements gamma de plus hautes énergies (G4Gamma). Les deux classes sont distinctes et il n'y a pas de transitions possibles en fonction de l'énergie du photon. Il est donc indispensable de bien définir le type de photon utilisé en fonction de la gamme d'énergie considérée². De plus, bien que décrit sous son aspect ondulatoire, l'information sur la phase du photon n'est pas gérée par la simulation, ce qui rend donc impossible la génération de possibles interférences. Ce type de phénomène reste toutefois très marginal dans le cas de scintillateurs avec des spectres d'émission s'étalant sur plusieurs centaines de nanomètres.

Les différents processus pouvant s'appliquer au photon optique sont les suivants :

- la production de lumière par scintillation (G4Scintillation), par émission Cerenkov (G4Cerenkov) ou par rayonnement de transition (G4TransitionRadiation),
- l'atténuation de la lumière lors de sa propagation (G4OpAbsorption),
- les phénomènes d'absorption/réémission avec décalage de la longueur d'onde des photons par les agents secondaires (G4OpWLS),
- la diffusion Rayleigh (G4OpRayleigh),
- les différentes interactions possibles, réflexion, absorption, transmission, au niveau des interfaces entre deux milieux (G4OpBoundary).

La totalité de ces processus est connue sous sa forme mathématique. Le chemin optique de la lumière est défini par le principe de Fermat³, le comportement au niveau des interfaces optiques est décrit par les lois de Snell-Descartes, l'atténuation de la lumière dans un milieu est décrite par la loi de Beer-Lambert et le rayonnement Cerenkov est également généré. Tous ces processus dépendent de divers paramètres (indice optique, longueur d'absorption, indice de réflectivité) qui ont chacun une dépendance en fonction de la longueur d'onde des photons optiques. L'ensemble de ces paramètres doit être fourni en entrée de la simulation. Pour cela, GEANT4 permet de créer des tables de propriétés (G4MaterialPropertiesTable) sous la forme de tableaux de valeurs en fonction de la longueur d'onde. Le tableau 4.1 liste les différentes propriétés, fonction du spectre en longueur d'ondes, qui seront utilisées dans la simulation.

La simulation qui sera présentée plus en détails dans les paragraphes suivants est le fruit d'une importante collaboration entre le groupe SuperNEMO d'Austin au Texas et celui de Bordeaux. En effet, une première version de la simulation a été construite pour comprendre certains résultats de NEMO3 par Benton Pahlka [152]. Par la suite, une seconde version a été développée dans le cadre de la R&D des compteurs à scintillation du calorimètre de SuperNEMO par Emmanuel Chauveau [125]. Le travail présenté dans ce manuscrit s'inscrit dans la continuité de ces deux simulations en y ajoutant certains développements de haute précision que nous verrons par la suite. L'objectif sera de simuler les modèles optiques de SuperNEMO mais nous reproduirons aussi ceux de NEMO3 pour mieux contraindre le modèle développé.

2. L'énergie d'un photon optique correspond à une énergie inférieure à 100 eV.

3. "La lumière se propage d'un point à un autre sur des trajectoires telles que la durée du parcours soit localement minimale."

NOM	Matériaux	Description
SCINTILLATIONYIELD	Scintillateur	Nombre de photons émis par quantité d'énergie déposée
SLOWCOMPONENT	Scintillateur	Spectre d'émission lente du scintillateur
SLOWTIMECONSTANT	Scintillateur	Constante de temps de la scintillation lente
FASTCOMPONENT	Scintillateur	Spectre d'émission rapide du scintillateur
FASTTIMECONSTANT	Scintillateur	Constante de temps de la scintillation rapide
WLSABSLENGTH	Scintillateur	Spectre d'absorption avec réémission
WLSCOMPONENT	Scintillateur	Spectre de la réémission par les agents secondaires
WLSTIMECONSTANT	Scintillateur	Constante de temps de la réémission
RINDEX	Tous	Indice de réfraction
ABSLENGTH	Tous	Spectre d'absorption sans réémission
REFLECTIVITY	Réflecteurs	Spectre de réflexion de la lumière
EFFICIENCY	PM	Spectre d'efficacité quantique de la photocathode

TABLE 4.1: Tableau récapitulatif des différents paramètres caractérisant les processus optiques dans GEANT4.

4.2 Simulation du scintillateur

Les scintillateurs présents dans le calorimètre de SuperNEMO ont déjà été décrits dans la partie 3.1.1.2. Les paragraphes suivants vont détailler les différents paramètres à prendre en considération pour modéliser la réponse de ces scintillateurs.

4.2.1 Emission/absorption du scintillateur

Nous avons vu précédemment que l'émission d'un scintillateur organique était un mélange complexe de l'émission de ses différents composants. Le polystyrène pur étant un matériau qui ne scintille que très peu, la totalité des photons de scintillation primaire est issue de l'émission du soluté primaire ajouté, le pTP. Le spectre d'émission de ce dopant est représenté sur la figure 4.2a. La lumière alors émise est absorbée lors de sa propagation dans le scintillateur et réémise par un soluté secondaire (POPOP) qui permet de décaler la longueur d'onde des photons vers ~ 420 nm où le photomultiplicateur (PM) est le plus sensible. Le spectre d'émission du POPOP est représenté sur la figure 4.2a [153].

Dans le cadre du développement de la simulation optique de NEMO3, un échantillon de polystyrène pur ainsi qu'un scintillateur de composition proche de celle de NEMO3 [154] ont permis d'obtenir les longueurs d'atténuation présentes sur la figure 4.2b. La courbe pour le polystyrène pur représente l'absorption des photons sans réémission tandis que la seconde courbe correspond à l'absorption suivi d'une réémission par l'agent secondaire selon le déplacement de Stokes (voir section 3.1.1.1). Dans notre simulation, cette longueur d'atténuation sera légèrement modifiée pour prendre en compte soit le vieillissement des scintillateurs dans le cadre de la simulation des modules optiques de NEMO3 soit les améliorations apportées au scintillateur lors de la R&D de SuperNEMO.

La convolution de ces informations permet de connaître le spectre d'émission des photons qui se propagent dans le scintillateur et qui peuvent atteindre la photocathode (figure 4.3a). Le spectre d'émission des photons est finalement obtenu par un tirage aléatoire dans la loi de distribution du pTP ou du POPOP (figure 4.2a). Les données obtenues en sortie de simulation reproduisent ainsi le spectre attendu, comme le montre la figure 4.3b. Sur cette figure, le spectre en longueur d'onde dit final correspond aux photons atteignant la photocathode après propagation dans le scintillateur. Le

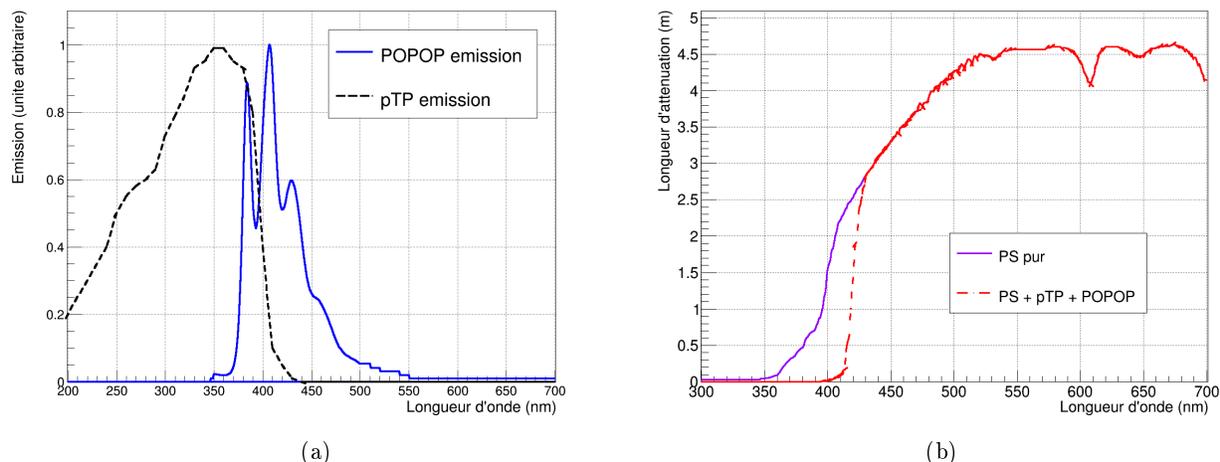


FIGURE 4.2: Spectre d'émission du soluté primaire (pTP) et du soluté secondaire (POPOP) ajouté au scintillateur [153] (a) et longueur d'atténuation du PS avec et sans agents [154] (b).

maximum de cette distribution se situe aux alentours de 430 nm. Le spectre en longueur d'onde dit initial indique la longueur d'onde de ces mêmes photons lors de leur émission par le pTP.

4.2.2 Rendement de scintillation

Le rendement de scintillation correspond au nombre moyen de photons de scintillation émis par unité d'énergie déposée. Les résolutions des modules optiques étant obtenues pour des électrons ayant une énergie de 1 MeV, le rendement lumineux sera toujours exprimé en nombre de photons émis par MeV. La simulation associe un dépôt d'énergie à un nombre de photons de scintillation N ayant une fluctuation de largeur \sqrt{N} . Ils sont émis de façon isotrope avec une polarisation quelconque.

L'étude précédente sur les modules optiques de NEMO3 a donné un rendement lumineux de 8000 photons/MeV pour les scintillateurs de NEMO3 [152]. Pour les scintillateurs PS de SuperNEMO, ce rendement a été amélioré (section 3.1.1.2) pour quasiment atteindre celui des scintillateurs en PVT [127]. Les blocs issus de cette production seront donc simulés avec un rendement lumineux de 9200 photons/MeV, comme indiqué par NUVIA. Cette valeur est néanmoins susceptible de varier d'un bloc à un autre entraînant une source d'erreur systématique sur les résultats que nous évaluerons par la suite. Lors du chapitre suivant, nous verrons aussi que le rendement de scintillation peut être impacté par des effets non linéaires sur la production de la lumière en raison de la saturation de la fluorescence liée à la loi de Birks et de la production de lumière supplémentaire liée au rayonnement Cerenkov.

4.3 Simulation des interfaces optiques

4.3.1 Indice optique des matériaux

Que ce soit dans la géométrie de NEMO3 ou celle de SuperNEMO, les photons de scintillation doivent passer par une ou plusieurs interfaces optiques entre le scintillateur et le photomultiplicateur. Pour la géométrie de SuperNEMO, il existe un couplage optique à base de RTV615 entre le scintillateur et le PM. Pour les géométries de NEMO3, le nombre d'interfaces augmente à cause de la

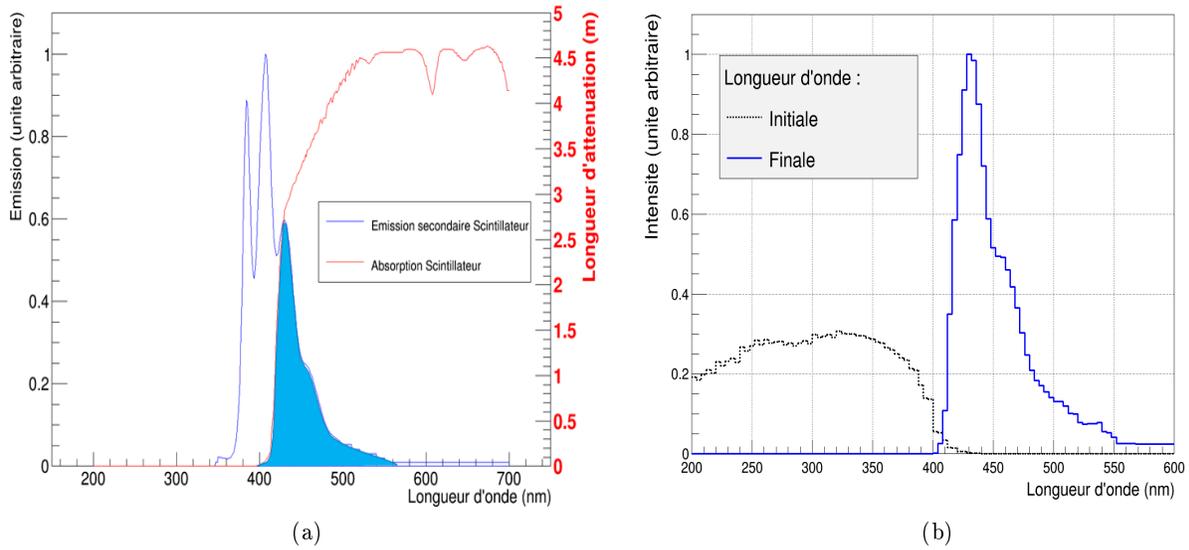


FIGURE 4.3: Superposition du spectre d'émission secondaire (POPOP) et de la longueur d'absorption du scintillateur permettant de voir le spectre des photons pouvant se propager jusqu'au PM (a) et longueurs d'ondes initiales et finales des photons arrivant sur le PM obtenues avec la simulation (b).

présence du guide de lumière en PMMA⁴ reliant le scintillateur au PM. Pour modéliser le comportement des photons aux interfaces, il est nécessaire de connaître les indices de réfraction des différents matériaux et leur évolution en fonction de la longueur d'onde du photon incident. Ainsi, pour un angle d'incidence donné, les coefficients de Fresnel déterminant les probabilités de réflexion et de réfraction peuvent être calculés. Ensuite, une fois le processus déterminé, les lois de Snell-Descartes peuvent être appliquées par la simulation.

Les différents indices optiques utilisés dans le cadre de ce travail sont présentés sur la figure 4.4. On y retrouve l'évolution de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour l'air [155], le polystyrène [156], la colle RTV615 [157], l'isopropanol⁵ [158], le PMMA [159] ainsi que le verre borosilicate des PMs [160].

4.3.2 Etat de surface des matériaux

Il est essentiel de correctement modéliser les surfaces séparant deux milieux optiques différents. En effet, nous venons de voir que l'angle de sortie d'un photon dépendait de l'angle d'incidence ainsi que de l'indice de réfraction des deux milieux. Cependant, l'état local de la surface peut aussi impacter la direction des photons et donc modifier leurs trajectoires.

Pour représenter un état de surface réaliste, GEANT4 propose différents modèles. Deux types de frontières sont mis à disposition. La frontière dielectric-metal pour laquelle seuls les processus de réflexion et d'absorption sont considérés et la frontière dielectric-dielectric pour laquelle s'ajoute le phénomène de réfraction. De plus, il est possible de définir l'état de surface associée parmi un ensemble de finitions faisant intervenir des états de surfaces rugueux ou polis [161].

4. poly(methyl methacrylate).

5. Utilisé en remplacement de la colle RTV615 pour la phase de test pour des raisons pratiques.

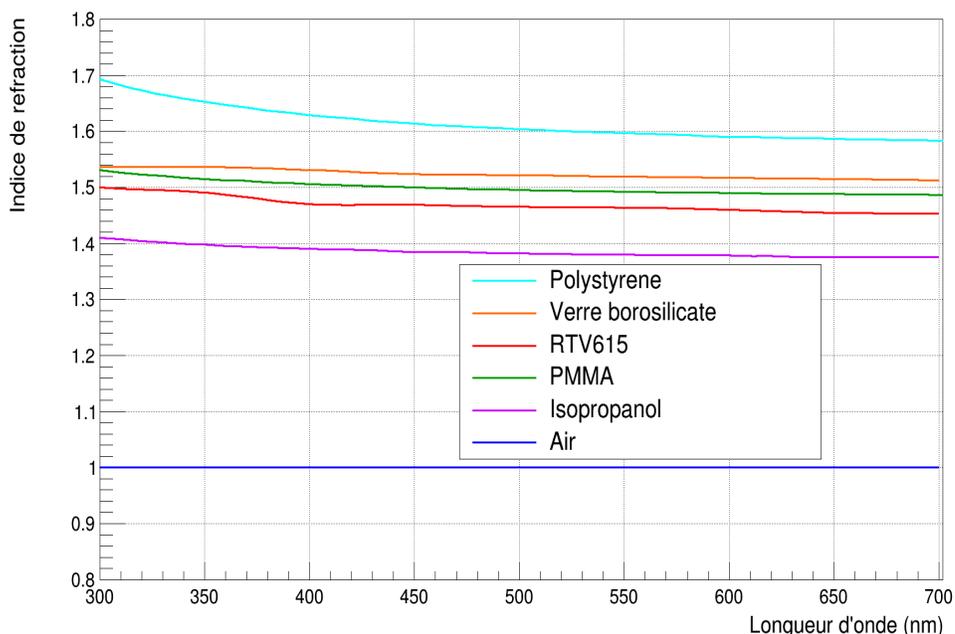


FIGURE 4.4: Indices de réfraction des matériaux utilisés dans la simulation.

Les scintillateurs avec lesquels nous avons travaillé ne sont pas polis. L'état de surface a donc été défini comme une surface rugueuse avec la présence de microfacettes disposées de façon aléatoire sur cette dernière. L'intérêt de cette méthode est de pouvoir générer des fluctuations statistiques liées aux différents angles des microfacettes. Le scintillateur n'étant pas sous vide, il existe toujours un petit espace d'air entre la surface du scintillateur et les réflecteurs. La présence de celui-ci introduit une nouvelle interface entre les matériaux. Or l'indice optique de l'air ($\sim 1,0$) est bien plus petit que l'indice optique du scintillateur ($\sim 1,6$), autorisant de ce fait les réflexions totales au niveau de cette interface. L'importance de l'état de surface du scintillateur a donc une influence sur la trajectoire des photons comme le montre la figure 4.5. On constate que dans le cas d'une surface parfaitement lisse (polie), pour une incidence donnée, l'angle de sortie reste constant. Dans le cas d'une surface rugueuse, une dépendance en fonction de l'état local de surface intervient.

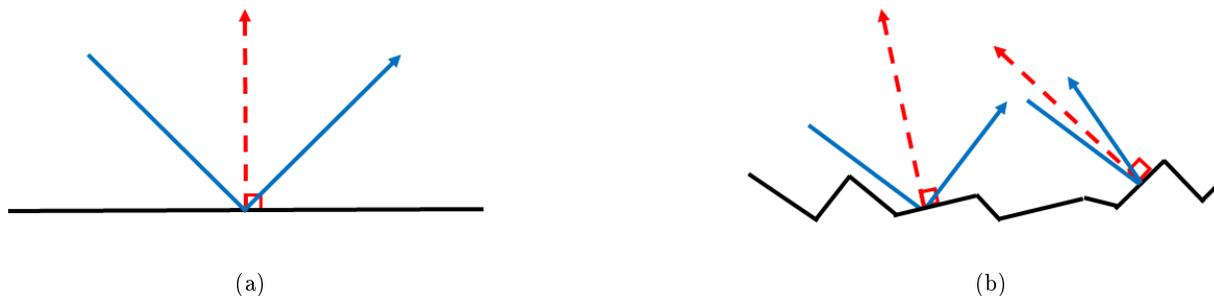


FIGURE 4.5: Représentation schématique de la réflexion totale d'un photon sur une surface parfaitement lisse (a) ou rugueuse (b).

En plus de l'état de surface du scintillateur, il est nécessaire de bien modéliser le comportement des réflecteurs. Il existe deux grands types de réflexion : la réflexion diffuse et la réflexion spéculaire (voir figure 4.6a). La réflexion diffuse est provoquée par une surface non-régulière entraînant une direction de sortie des photons aléatoires comme nous venons de le voir précédemment dans le cas d'un état de surface rugueux. La réflexion spéculaire correspond à ce qui se passe dans le cas d'un miroir, sur une surface lisse. Dans ce cas, les photons sont réfléchis avec le même angle par rapport à la normale comme dans le cas de la réflexion totale. Pour les modules optiques de NEMO3 et ceux de SuperNEMO, des rubans de Téflon ont été utilisés pour servir de réflecteur diffus tandis que du Mylar aluminisé a été utilisé comme réflecteur spéculaire.

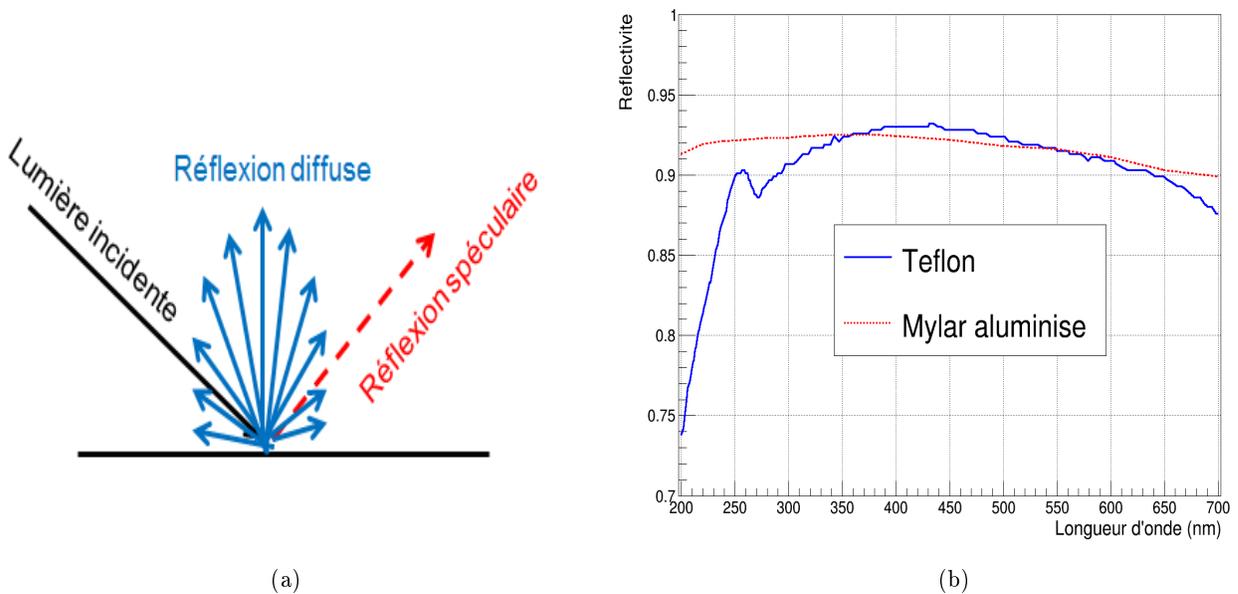


FIGURE 4.6: Représentation schématique des réflexions spéculaires et diffuses (a) et coefficient de réflectivité des deux types de réflecteurs utilisés dans les simulations [152].

Cependant, même si ces deux matériaux sont considérés comme des réflecteurs, ils ne sont pas parfaits. En effet, une partie des photons peut-être absorbée ou même transmise. La figure 4.6b représente les valeurs de réflectivité en fonction de la longueur d'onde mesurées par la collaboration SuperNEMO pour les deux composants qui nous intéressent avec une erreur systématique de l'ordre de 5 %. On constate que pour le pic d'émission du scintillateur (~ 430 nm), la réflectivité du Téflon et du Mylar aluminisé se situe vers leur maximum et aux alentours de 92-93 %.

En conclusion, en plus de l'état de surface du scintillateur, il est important de bien modéliser les différents types de réflexion pouvant intervenir lorsque le phénomène de réflexion totale n'intervient pas au niveau de la surface du scintillateur. La classe qui gère l'interaction au niveau des surfaces (G4OpBoundaryProcess) permet de gérer de façon indépendante l'interface entre le scintillateur et l'air (avec un état de surface du scintillateur défini pour les réflexions totales) ainsi que l'interface entre l'air et l'habillage (avec un type de réflecteur et sa réflectivité) comme le résume la figure 4.7.

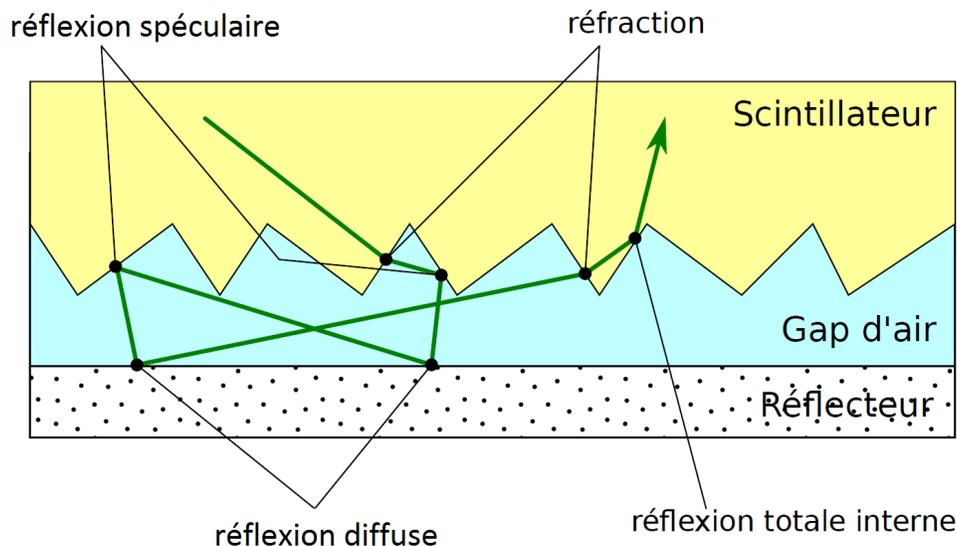


FIGURE 4.7: Illustration de l'importance de la caractérisation de l'état de surface du scintillateur et des réflecteurs dans la modélisation complète des trajectoires des photons. Dans cet exemple, le réflecteur est considéré comme étant un diffuseur, de la même façon que le Téflon utilisé dans les modules optiques de SuperNEMO.

4.4 Simulation du photomultiplicateur

Les différents éléments liés à la production et à la propagation de la lumière jusqu'au photomultiplicateur ont été définis précédemment. Il reste à déterminer la proportion de photoélectrons créés et collectés par le PM. Pour cela, la modélisation va prendre en compte l'efficacité quantique de la photocathode ainsi que la collection des photoélectrons de la photocathode à l'anode.

4.4.1 Efficacité quantique

Afin de rendre compte du nombre de photons détectés par la photocathode et donc du nombre de photoélectrons créés, il est nécessaire de modéliser l'efficacité quantique des PMs. La sensibilité d'un PM est différente en fonction de la longueur d'onde du photon incident. HAMAMATSU nous a fourni cette information pour 19 des photomultiplicateurs 8" utilisés dans SuperNEMO. Pendant la phase de production des modules optiques, cinq de ces 19 PMs ont été réservés pour tester la modélisation. Les efficacités quantiques de ces PMs sont représentées sur la figure 4.8a. Par la suite, afin d'avoir une modélisation globale pour l'intégralité des PMs, nous utiliserons l'efficacité moyenne, calculée à partir des 19 PMs mesurés par HAMAMATSU (figure 4.8b). L'incertitude sur les points correspond à la largeur à 1σ de leur distribution et permettra d'évaluer les erreurs systématiques liées à l'incertitude sur la forme et les valeurs de l'efficacité quantique des PMs. Le maximum d'efficacité quantique est situé très proche du pic d'émission du scintillateur, ce qui permet d'atteindre des valeurs élevée, autour de 33-35 % en moyenne.

Le but de la simulation étant aussi de pouvoir modéliser correctement la réponse des modules optiques 5" de SuperNEMO, des tests seront effectués sur cette géométrie ainsi que sur des géométries types de NEMO3 afin de valider les différents paramètres des PMs 5" de NEMO3 utilisés dans SuperNEMO. L'efficacité quantique des PMs 5" (R6594), recyclés du calorimètre NEMO3 et dont

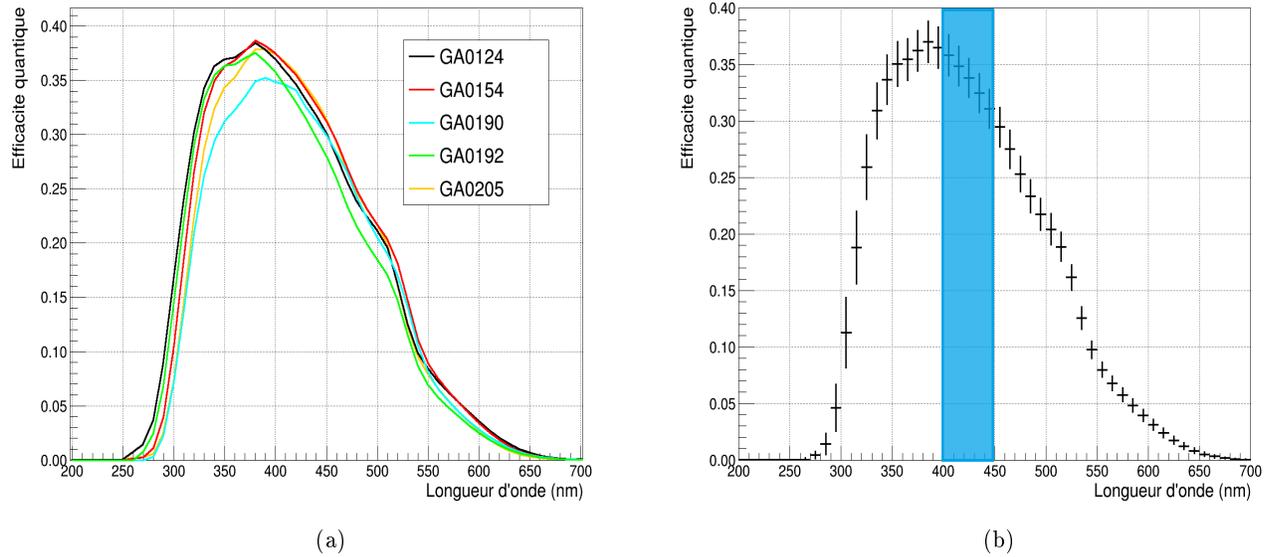


FIGURE 4.8: Efficacité quantique des cinq PMs 5'' de SuperNEMO utilisés pour la validation du modèle optique (a) et efficacité quantique moyenne calculée à partir des informations obtenues pour 19 des PMs 8'' de SuperNEMO en relation avec la zone du spectre d'émission du scintillateur (b). L'incertitude sur chaque point correspond à la largeur à 1σ de la distribution de l'efficacité quantique.

nous n'avons pas les spectres, sera basée sur la forme des PMs 8'' avec une valeur maximale normalisée autour de 25-26 %⁶.

4.4.2 Efficacité de collection

L'efficacité de collection du photomultiplicateur est la combinaison de l'uniformité de la photocathode et de la probabilité qu'un électron d'atteindre la première dynode. L'ensemble de ces deux paramètres est regroupé sous la notion d'uniformité anodique. A l'aide des données fournies par HAMAMATSU toujours sur les mêmes 19 PMs, nous sommes capables de connaître l'efficacité de collection relative d'un photoélectron en chaque point de la photocathode pour chacun de ces PMs. Dans cette représentation, l'efficacité de collection est normalisée à 1 pour le(s) point(s) de mesure(s) où l'efficacité de collection est maximale. Il est nécessaire de multiplier ce facteur par l'efficacité de collection intrinsèque du PM (aux alentours de 70 %). Nous verrons par la suite que ce paramètre pourra être contraint à l'aide de notre modélisation.

De la même façon que précédemment avec l'efficacité quantique, la figure 4.9a représente l'efficacité de collection moyenne obtenue à partir des données mesurées par HAMAMATSU. En effet, pour chacun des PMs dont nous avons cette information, nous avons été capables de reproduire une cartographie de cette efficacité sur l'ensemble de la photocathode. Pour cela, une interpolation a été effectuée entre chacun des points de mesure de la figure 3.10 afin d'obtenir une représentation en deux dimensions. La cartographie de l'efficacité moyenne de collection ainsi que des écarts types existants pour chaque point de la photocathode est représentée sur les figures 4.9. Comme attendu, il est normal de voir qu'un photon créé au milieu de la photocathode a plus de chance de

6. Valeur de référence pour les PMs R6594 de HAMAMATSU.

rejoindre la première dynode D1 ($\sim 1 \times 70\%$) qu'un photoélectron qui est produit en périphérie ($\sim 0,1 \times 70\% \approx 7\%$). De plus, on constate une dissymétrie dans l'axe NORD/SUD. En effet, à mi-chemin entre le centre de la photocathode et l'extrémité NORD, l'efficacité de collection normalisée à 1 est de l'ordre de 0,85-0,90 tandis qu'elle est de l'ordre de 0,75 à mi-chemin entre le centre de la photocathode et l'extrémité SUD. L'explication de cette dissymétrie provient du placement de la première dynode (voir figure 4.10). Celle-ci est orientée vers le NORD dans l'axe NORD/SUD, ce qui explique qu'un photoélectron créé derrière D1 à plus de difficultés à l'atteindre qu'un photoélectron qui est créé face à celle-ci. C'est aussi ce phénomène qui permet d'expliquer les différences entre les extrémités NORD/SUD et EST/OUEST. Les photoélectrons créés perpendiculairement à D1 ont une probabilité plus importante de la rejoindre.

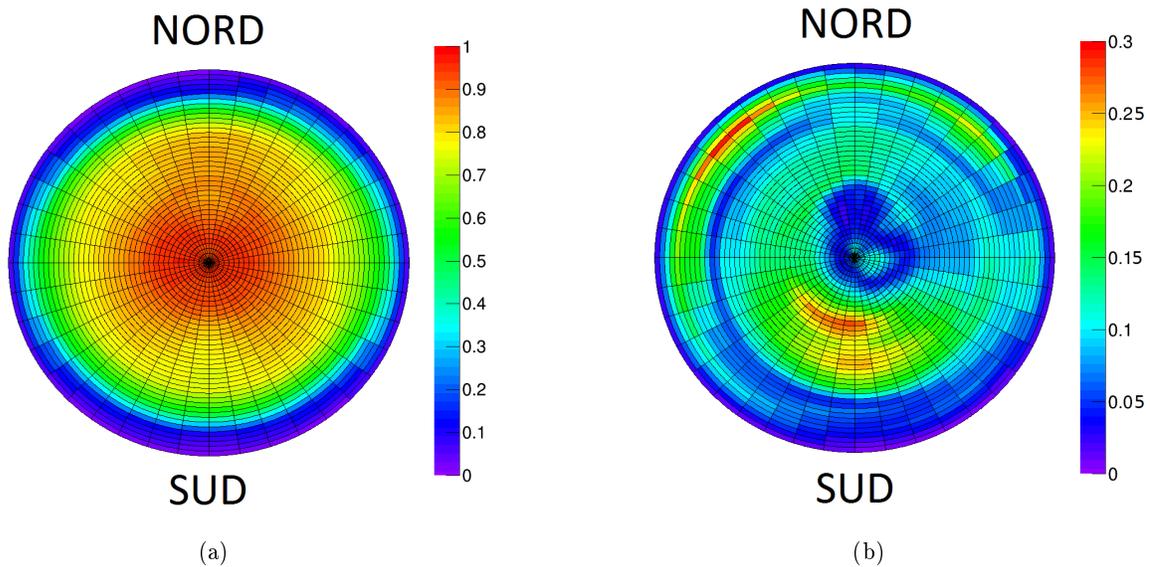


FIGURE 4.9: Efficacité de collection des photoélectrons en fonction du point d'impact des photons. Valeur moyenne (a) et RMS (b) obtenue pour l'ensemble des données fournies par Hamamatsu

La figure 4.9b représente la moyenne quadratique des distributions des efficacités de collection et nous sera utile lors de la généralisation à l'ensemble du calorimètre afin d'évaluer l'erreur systématique liée à ce paramètre. Les zones stables correspondent au centre de la photocathode ainsi qu'à l'extrémité SUD pour laquelle l'efficacité de collection est systématiquement moins bonne. Cependant, la transition entre le centre de la photocathode et l'extrémité SUD montre de grandes inégalités entre les différents PMs considérés. Cette zone située derrière la première dynode est très sensible à l'uniformité de la photocathode ainsi qu'à la justesse des trajectoires obtenues à l'aide de la grille permettant la focalisation sur D1. La même explication prévaut pour la zone située au NORD-OUEST. Les trajectoires des photoélectrons possibles pour atteindre D1 étant très restreintes, si la focalisation n'est pas optimale, une baisse importante de collection apparaît.

La cartographie de l'efficacité de collection est un paramètre qui ne sera utilisé que pour la modélisation des PMs 8". En effet, les variations d'efficacité de collection sont directement liées à la géométrie du PM. Nous ne disposons pas de ces données pour la photocathode des PM 5". Toutefois, leur géométrie étant moins évasée et de plus petite taille que celle du PM 8", les variations de l'efficacité de collection devraient pouvoir être négligées.

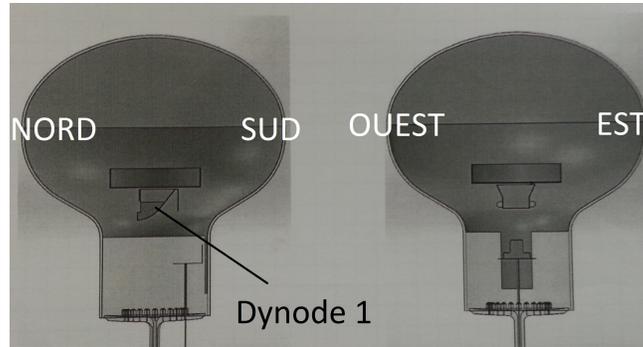


FIGURE 4.10: Schéma représentant les quatre axes cardinaux choisis par rapport au placement de la première dynode.

4.5 Validation des modèles optiques

4.5.1 Principe

Au cours des paragraphes précédents, l'intégralité des différents paramètres nécessaires à la bonne modélisation des modules optiques a été présentée. La production de lumière, son transport ainsi que sa détection sont désormais totalement intégrés dans le code de simulation. Les figures 4.11 montrent une photographie d'un module optique 8" de SuperNEMO ainsi que sa modélisation réalisée à l'aide de la simulation. La scintillation est ici représentée par les traits verts à l'intérieur du scintillateur. Afin de valider le modèle optique développé, des mesures de la résolution en énergie (FWHM) ont été réalisées dans différentes configurations de prises de données puis comparées aux résultats des simulations.

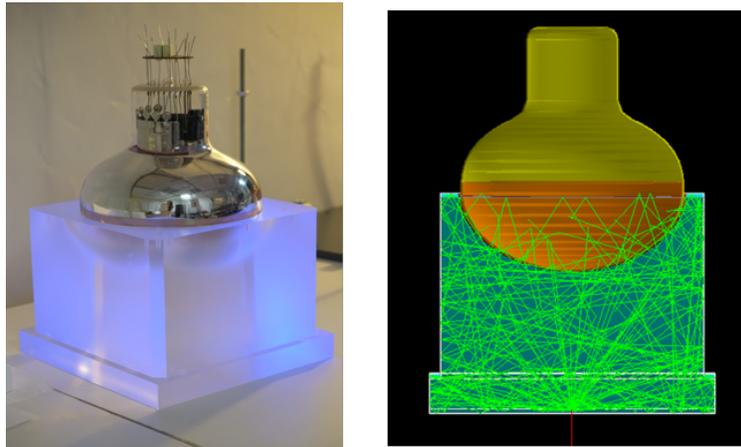


FIGURE 4.11: Photographie d'un module optique 8" de SuperNEMO et modélisation de la scintillation de ce module optique dans GEANT4. Les traits verts représentent les parcours des photons de scintillation produits après interaction d'un électron de 1 MeV au centre de la face avant du scintillateur.

La résolution FWHM est mesurée pour des électrons de 1 MeV obtenus à l'aide du spectromètre à électrons décrit dans la section 3.2.1. Dans le cas de la modélisation, la résolution est accessible

via le nombre de photoélectrons détectés au niveau de l'anode. Plus le nombre de photoélectrons détectés N est important et meilleure sera la résolution :

$$\text{FWHM (en \%)} = 100 \times \frac{2\sqrt{2\ln 2}}{\sqrt{N}} \quad (4.5.1)$$

où le facteur $2\sqrt{2\ln 2}$ relie la largeur à mi-hauteur (FWHM) et l'écart type (σ) de la distribution en énergie. Pour un grand nombre d'évènements simulés, la distribution de ces valeurs suivra une loi gaussienne. La résolution en énergie FWHM simulée des modules optiques correspondra à la valeur moyenne de cette distribution ajustée par une gaussienne.

4.5.2 Modules optiques utilisés pour la validation

Comme nous l'avons vu, le programme de simulation rassemble une quantité importante d'informations relatives aux différentes propriétés optiques des éléments qui constituent le compteur à scintillation. La diversité de ces options implique que des jeux de paramètres différents peuvent reproduire des résultats similaires. Afin de contraindre notre modélisation, deux différentes productions de scintillateurs plastiques (de NEMO3 et SuperNEMO) avec des géométries également différentes couplées à des photomultiplicateurs 5" ou 8" ont été testées. L'objectif est de trouver le jeu de paramètres qui reproduira au mieux l'ensemble des mesures.

Nom du module optique	N3EC-5"	N3XW-5"	N3L4-5"	SN-5"	SN-8"	N3CD-8"
Scintillateur NEMO3	X	X	X			X
Scintillateur SuperNEMO				X	X	
Photomultiplicateur 5"	X	X	X	X		
Photomultiplicateur 8"					X	X

TABLE 4.2: Tableau représentant les types de scintillateur et de PM utilisés pour chacune des configurations testées et modélisées.

Pour cela, six géométries ont été testées (voir tableau 4.2 et figures 4.12). Les géométries N3EC-5" (4.12a) et N3L4-5" (4.12c) correspondent aux configurations réelles de compteurs à scintillation présents dans NEMO3. La figure 4.13 permet de voir où ces blocs étaient disposés dans chacun des secteurs de cette expérience. La géométrie N3XW-5" (4.12b) est similaire à la configuration N3EC-5" mais le guide de lumière utilisé est celui correspondant à la configuration N3L4-5". Elle doit sa dénomination à sa ressemblance avec la géométrie des X-Wall (XW) de SuperNEMO. Comme l'indique le tableau 4.2, ces trois configurations vont nous permettre d'établir les paramètres propres au scintillateur de NEMO3 et au photomultiplicateur 5". Les paramètres ainsi définis pour ce dernier vont être utilisés dans la configuration des modules optiques 5" de SuperNEMO (voir figure 4.12d) afin de contraindre les paramètres liés au scintillateur de SuperNEMO. Ces derniers seront ensuite utilisés dans la configuration des modules optiques 8" de SuperNEMO (voir figure 4.12e) afin de contraindre la modélisation du photomultiplicateur 8". Enfin, une dernière configuration associant les paramètres de scintillateur de NEMO3 et les paramètres d'un PM 8" permettra de finaliser la définition de l'ensemble du modèle. Pour cela, le scintillateur EC utilisé dans les configurations N3EC-5" et N3XW-5" a été creusé afin d'accueillir un PM 8" d'où le terme de N3CD-8" pour Couplage Direct (voir figure 4.12f).

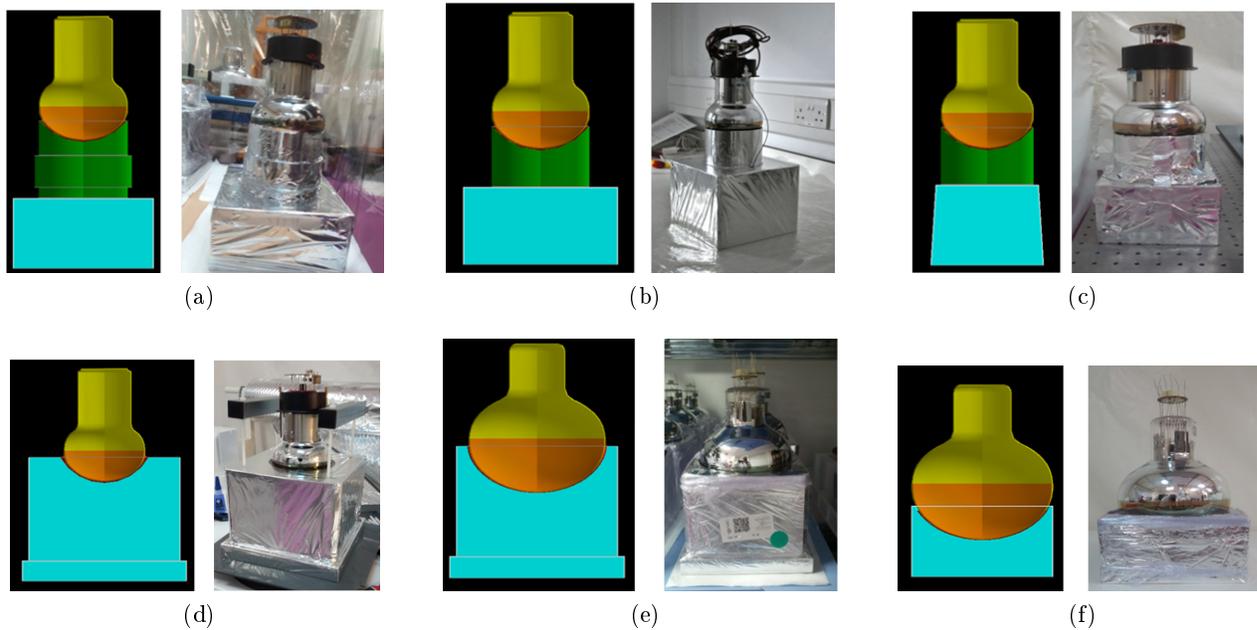


FIGURE 4.12: Configurations simulées et photographies des modules optiques testés pour contraindre la simulation de type N3EC-5" (a), N3XW-5" (b), N3L4-5" (c), SN-5" (d), SN-8" (e) et N3CD-8" (f).

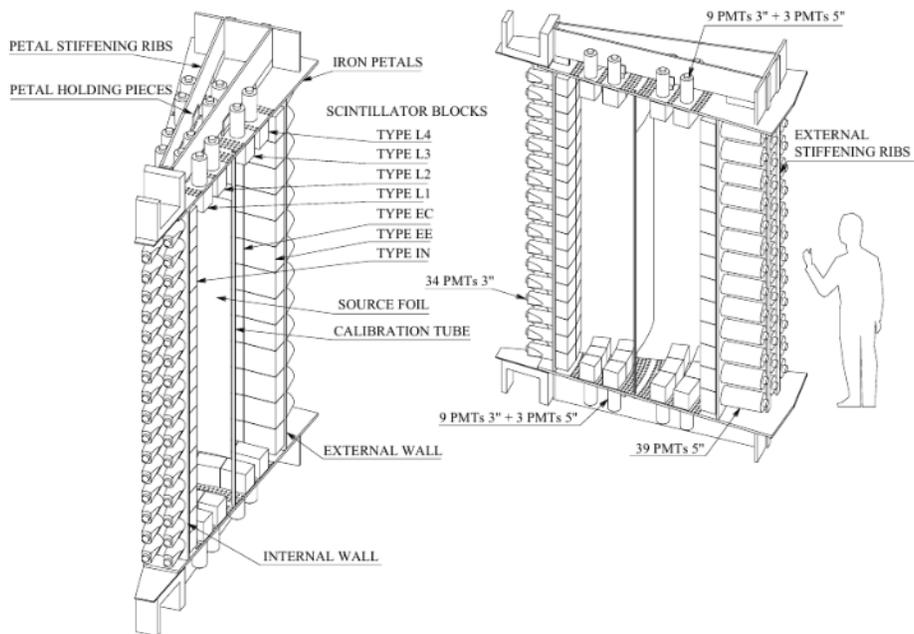


FIGURE 4.13: Représentation schématique d'un secteur du détecteur NEMO3 permettant d'identifier les différents types de compteurs à scintillations et leur position dans le détecteur [162].

4.5.3 Résultats des tests et simulations

L'ensemble des résultats de chacune des configurations obtenus pour un jeu de paramètre optimal ainsi que les erreurs systématiques associées sont présentés dans ce paragraphe. La résolution en énergie obtenue par la simulation ainsi que l'impact des différentes systématiques sur cette résolution varient en fonction de la géométrie simulée.

4.5.3.1 Scintillateur NEMO3 & PM 5" : N3EC-5", N3XW-5" et N3L4-5"

A partir de ce modèle optique défini pour les scintillateurs de NEMO3 et les PMs 5", on peut constater que nous sommes capables de reproduire fidèlement les résolutions en énergie à 1 MeV obtenues expérimentalement pour l'ensemble des trois configurations ayant des géométries différentes et donc des parcours de photons différents (tableau 4.3). Néanmoins, chacun des paramètres définis possède une erreur systématique en raison des possibles variations et hypothèses effectuées sur chacun d'entre eux.

Nom du module optique		N3EC-5"	N3XW-5"	N3L4-5"
FWHM à 1MeV (%)	Exp.	12, 9 ± 0, 2	12, 2 ± 0, 2	11, 8 ± 0, 2
	Sim.	12, 9 ± 0, 1 ^{+1,1} _{-1,3}	12, 1 ± 0, 1 ^{+1,1} _{-1,2}	11, 7 ± 0, 1 ^{+1,0} _{-1,3}
Incertitudes Paramètres				
Rendement lumineux (ph/MeV)	8000 ± 800	±0, 6	±0, 6	±0, 6
Efficacité de collection (%)	65, 0 ± 6, 5	±0, 6	±0, 6	±0, 6
Long. atténuation Sc* (m)	1 ^{+0,5} _{-0,1}	-0,8 +0,2	-0,7 +0,2	-0,7 +0,2
Spectre efficacité quantique		+0,4 -0,3	+0,4 -0,3	+0,1 -0,5
Efficacité quantique max. (%)	25, 0 ± 1, 25	±0, 3	±0, 3	±0, 3
Réflexion Mylar* (%)	92 ± 5	±0, 4	±0, 3	±0, 3
Réflexion Téflon* (%)	93 ± 5	±0, 1	±0, 1	±0, 1
Long. atténuation PMMA* (m)	5, 0 ± 0, 5	±0, 1	±0, 1	±0, 1
Total		+1,1 -1,3	+1,1 -1,2	+1,0 -1,3

*valeur obtenue pour une longueur d'onde de 430 nm

TABLE 4.3: Tableaux regroupant les résolutions obtenues expérimentalement et par le biais de la simulation ainsi que les incertitudes systématiques sur la résolution FWHM associées aux différents paramètres pour les trois géométries considérées (N3EC-5", N3XW-5" et N3L4-5").

Dans le cas des modules optiques N3EC-5", N3XW-5" et N3L4-5", l'ensemble des paramètres, mis à part la longueur d'atténuation du scintillateur proviennent du travail de simulation réalisé pour NEMO3. En ce qui concerne le scintillateur, nous avons vu précédemment que la longueur d'atténuation du polystyrène à 430 nm était de l'ordre de 3 m. Comme les données de l'expérience NEMO3 ont montré une dégradation de la résolution en énergie des modules optiques au cours du temps, on peut supposer que les scintillateurs testés se sont également dégradés. Afin de rendre compte de cet état, la longueur d'atténuation de ces blocs a été abaissée à 1 m pour reproduire les mesures. Ce choix étant arbitraire, nous avons pris la décision de prendre une erreur systématique asymétrique sur ce paramètre. La valeur nominale choisie étant particulièrement basse par rapport à la valeur de référence, nous avons pris une incertitude systématique de +50 % et seulement -10 % car il semble peu probable que celle-ci soit encore plus courte. L'impact de ce paramètre est assez important car l'augmentation de la longueur d'atténuation de 50 % (à 1,5 m) permet de gagner autour de 0,7-0,8 % sur la résolution en énergie. De plus, une erreur systématique de 10 % a été utilisée

sur la valeur du rendement lumineux afin de tenir compte de l'incertitude sur le vieillissement des blocs. L'impact de ce paramètre est équivalent pour l'ensemble des trois configurations (de l'ordre de 5 % d'erreur relative).

Les valeurs concernant les réflexions du Mylar et Téflon ont été mesurées par la collaboration avec une erreur systématique estimée à 5 %. Cette incertitude entraîne un décalage sur la résolution en énergie obtenue de 0,4-0,5 %, soit une erreur relative de 3 à 4 % en fonction des configurations. L'impact est le plus fort pour la configuration N3EC, qui peut s'expliquer par une plus grande surface recouverte par le Mylar au niveau du guide de lumière. Le nombre de réflexions pouvant être plus important sur ce guide de lumière, une variation de ce paramètre entraîne des effets plus importants sur la collection des photons au niveau de la photocathode.

Concernant les paramètres liés au photomultiplicateur 5", la valeur maximale de l'efficacité quantique est globalement bien connue pour ce type de PM. Pour cette raison, nous avons considéré une incertitude systématique de 5 % sur cette valeur pour un spectre d'efficacité quantique fixé. La forme du spectre d'efficacité quantique est quant à elle variable pour chaque PM. C'est pourquoi, nous avons fixé la valeur maximale de l'efficacité quantique à 25 % pour différents spectres issus des PMs 8" afin de voir l'influence des différents spectres disponibles sur la résolution en énergie des modules optiques. Dans ce cas, on constate des différences au niveau des résolutions en énergie obtenues pour chacune des configurations. Le spectre choisi comme spectre de référence correspond à une moyenne. L'impact de la forme du spectre est de ${}_{-0,3}^{+0,4}$ % pour les configurations N3EC5" et N3XW5" et de ${}_{-0,5}^{+0,1}$ % pour la configuration N3L45". Le scintillateur de la configuration N3L4 étant moins volumineux que celui des configurations N3EC et N3XW, la longueur d'onde des photons qui parviennent jusqu'au PM est différente. La valeur nominale choisie pour l'efficacité de collection des PMs 5" a été prise à 65 % avec une incertitude systématique de 10 % sur cette valeur. En effet, cette valeur n'est pas facilement accessible. L'impact des variations de ce paramètre ne dépendant pas de la géométrie, l'impact sur la résolution en énergie sera le même pour toutes les configurations de modules optiques.

Enfin, le PMMA est un matériau utilisé pour les guides de lumière car il est quasi-transparent à la lumière avec une longueur d'atténuation de 5 mètres pour des photons de 430 nm. Les guides de lumière utilisés étant de petites tailles⁷, on constate que l'influence de l'erreur systématique associée à ce paramètre sur la résolution en énergie des modules optiques est minime.

L'incertitude systématique totale sur les différentes configurations est asymétrique en raison des erreurs systématiques associées au scintillateur. L'erreur systématique négative sur la résolution en énergie est ainsi dominée par le scintillateur tandis que l'erreur systématique positive est dominée par le photomultiplicateur. Les zones recouvertes par les réflecteurs n'étant pas très importantes, l'impact de ces paramètres sur la résolution en énergie est limitée. L'erreur relative sur les résolutions en énergie obtenues varie autour de 8-11 %. Il est toutefois remarquable que les valeurs moyennes des résolutions testées soient très bien reproduites par la simulation.

4.5.3.2 Scintillateur SuperNEMO & PM 5"

Dans cette configuration, les tests étant réalisés avec les mêmes PMs 5", Téflon et Mylar, les paramètres optiques associés à ces éléments sont conservés (tableau 4.4). Pour le scintillateur, un bloc de SuperNEMO est creusé afin d'accueillir la photocathode sphérique du PM (voir figure 4.12d). La comparaison des résolutions en énergie expérimentales et simulées obtenues ainsi que les erreurs systématiques associées sont présentés dans le tableau 4.4.

Nom du module optique		SN-5"
FWHM à 1MeV (%)	Exp.	11, 0 ± 0, 2
	Sim.	11, 1 ± 0, 1 ^{+1,4} _{-1,2}
Incertitudes Paramètres		
Rendement lumineux (ph/MeV)	9200 ± 920	±0, 6
Efficacité de collection (%)	65, 0 ± 6, 5	±0, 6
Long. atténuation Sc* (m)	3, 9 ^{+0,4} _{-1,2}	^{-0,2} _{+0,8}
Réflexion Téflon* (%)	93 ± 5	±0, 5
Spectre efficacité quantique		^{+0,2} _{-0,5}
Efficacité quantique max. (%)	25, 0 ± 1, 25	±0, 3
Réflexion Mylar* (%)	92 ± 5	±0, 3
Total		^{+1,4} _{-1,2}

*valeur obtenue pour une longueur d'onde de 430 nm

TABLE 4.4: Tableaux regroupant les résolutions obtenues expérimentalement et par le biais de la simulation ainsi que les incertitudes systématiques sur la résolution FWHM associées aux différents paramètres pour la configuration SN-5".

Pour reproduire les mesures, le rendement lumineux du scintillateur a été fixé à 9200 photons/MeV. Ce chiffre, plus élevé que celui défini pour les scintillateurs NEMO3 s'explique par les travaux de R&D qui ont permis d'améliorer leur performances [127]. Comme avec les scintillateurs de NEMO3, l'incertitude systématique sur ce paramètre a été prise à 10 %. De la même façon, afin de rendre compte des améliorations effectuées sur ces blocs, nous avons défini la longueur d'atténuation de ces blocs à 3,9 m pour des photons de 430 nm. Ce choix reste arbitraire, aussi nous avons considéré une incertitude systématique positive de +10 % car il est peu probable que celle-ci soit beaucoup plus importante et à l'inverse une erreur systématique négative de -30 % car nous n'avons pas eu la possibilité de confirmer notre valeur.

Les contributions à l'erreur systématique positive sur la résolution en énergie obtenues montrent que le scintillateur est toujours, dans cette configuration, l'élément qui domine l'erreur systématique positive sur nos résultats. On peut remarquer cependant que la part liée aux réflecteurs n'est plus marginale dans cette configuration étant données les grandes surfaces considérées notamment dans le cas du Téflon sur les faces latérales du scintillateur. En ce qui concerne les contributions à l'erreur systématique négative sur la résolution en énergie, on obtient une contribution majoritaire du PM.

De la même façon que précédemment, la résolution en énergie à 1 MeV obtenue avec la simulation est en très bon accord avec celle mesurée expérimentalement. Cela nous permet de confirmer le modèle optique choisi pour les PMs 5" et de fixer un premier jeu de paramètres pour les scintillateurs de SuperNEMO. Ils seront validés dans la géométrie SuperNEMO avec un PM 8" (SN-8").

4.5.3.3 Scintillateur SuperNEMO & PM 8"

Le calorimètre de SuperNEMO est principalement composé de modules optiques 8" (voir figure 4.12e). Comme première étape, l'obtention du bon modèle optique pour cette configuration est donc capitale dans l'idée de modéliser correctement les différents aspects énergétiques et temporels du calorimètre de ce détecteur. Pour cela, les tests de résolution en énergie ont été effectués à l'aide de cinq PMs dont nous disposons des données individuelles (efficacité quantique, uniformité de la

7. Hauteur totale de 94 mm pour la configuration N3EC et 78 mm pour les configurations N3XW et N3L4.

photocathode, uniformité anodique). Le scintillateur utilisé est le même que précédemment afin que les paramètres associés restent identiques, de même que ceux des réflecteurs.

Le tableau 4.5 présente un résumé des valeurs et incertitudes systématiques utilisées pour cette configuration où chaque PM est associé à son numéro de série. Les valeurs de l'efficacité quantique et de l'uniformité de collection fournies par HAMAMATSU n'étant pas accompagnées de leurs incertitudes (voir figures 3.8 et 3.10), nous prendrons une incertitude systématique de 2 % sur ces paramètres.

Numéro de série du PM 8" (SN-8")		GA0124	GA0154	GA0190	GA0192	GA0205
FWHM à 1MeV (%)	Exp.	8,5 ± 0,2	8,4 ± 0,2	8,3 ± 0,2	8,1 ± 0,2	8,1 ± 0,2
	Sim. ($\pm 0, 1_{-0,7}^{+0,8}$)	8,4	8,3	8,3	8,1	7,9
Incertitudes Paramètres						
Rendement lumineux (ph/MeV)	9200 ± 920	±0,4				
Efficacité de collection (%)	75,0 ± 7,5	±0,4				
Long. atténuation Sc* (m)	3,9 $_{-1,2}^{+0,4}$	$_{+0,3}^{-0,1}$				
Réflexion Téflon* (%)	93 ± 5	±0,3				
Réflexion Mylar* (%)	92 ± 5	±0,1				
Efficacité quantique max. (%)	±2 (par PM)	±0,1				
Uniformité de collection (%)	±2 (par PM)	±0,1				
Total		$_{-0,7}^{+0,8}$				

*valeur obtenue pour une longueur d'onde de 430 nm

TABLE 4.5: Tableaux regroupant les résolutions obtenues expérimentalement et par le biais de la simulation ainsi que les incertitudes systématiques sur la résolution FWHM associées aux différents paramètres pour les cinq PMs 8" utilisés dans la configuration SN-8".

L'impact des erreurs systématiques des réflecteurs est moins important dans cette configuration qu'il ne l'était pour la configuration précédente avec un PM 5". La surface de la photocathode étant plus importante que dans le cas d'un PM 5", les photons ont une probabilité plus importante de rencontrer directement la photocathode contrairement au cas du PM 5" où un nombre plus grand de réflexions est nécessaire. Etant donnée l'erreur systématique importante prise sur la longueur minimale d'absorption du scintillateur, l'incertitude systématique totale positive est dominée par la contribution du scintillateur. En ce qui concerne l'incertitude systématique totale négative, les contributions liées au PM et au scintillateur sont égales.

Ainsi, nous avons pu obtenir une valeur de résolution en énergie à 1 MeV pour les cinq PMs 8" utilisés. L'ensemble de ces résultats est présenté dans le tableau 4.5. Bien qu'ayant une erreur relative de l'ordre de 10 % liée aux différentes systématiques considérées, on remarque que les résultats obtenus pour ces cinq PMs sont concordants avec ce qui a été obtenu expérimentalement. L'ajout d'informations supplémentaires (efficacité quantique et uniformité de collection propre à chacun des PMs) nous a permis de discriminer les performances de chacun des PMs et de reproduire leur comportement sur un scintillateur identique.

4.5.3.4 Scintillateur NEMO3 & PM 8"

Les modèles optiques des PMs (5" et 8") et des scintillateurs du calorimètre de SuperNEMO ont été validés progressivement avec les configurations précédentes. Afin de vérifier que ces modèles sont cohérents entre eux, une dernière configuration a été testée en mélangeant les cinq PMs 8" avec un

scintillateur NEMO3. Pour cela, le bloc EC utilisé dans les configurations N3EC-5" et N3XW-5" a été usiné afin de pouvoir accueillir un PM 8" (voir figure 4.12f).

Les résolutions en énergie à 1 MeV obtenues pour les 5 PMs sur ce bloc de scintillateur ainsi que les erreurs systématiques associées sont présentées dans le tableau 4.6. La géométrie du scintillateur étant différente, les impacts sur la résolution sont différents de ceux observés précédemment. La surface du scintillateur étant à nouveau faible, l'impact des réflecteurs reste modéré ($\pm 0,2$ %) en comparaison avec les incertitudes systématiques liées au scintillateur ($^{+0,5}_{-0,6}$ %) et au PM ($\pm 0,4$ %). Concernant les résolutions en énergie, nous sommes capables, à partir des modèles optiques développés, de reproduire les mesures de résolutions de nouvelles géométries. Ces modèles seront donc utilisés dans le chapitre 5 pour étudier la réponse en énergie des modules optiques en fonction du type de particule et de leur énergie ainsi que les aspects temporels pour rendre compte de la forme des signaux.

Numéro de série du PM 8" (N3DC-8")		GA0124	GA0154	GA0190	GA0192	GA0205
FWHM à 1MeV (%)	Exp.	8,5 ± 0,2	8,5 ± 0,2	8,6 ± 0,2	8,2 ± 0,2	8,4 ± 0,2
	Sim. ($\pm 0,1^{+0,7}_{-0,8}$)	8,7	8,6	8,7	8,4	8,3
Incertitudes Paramètres						
Long. atténuation Sc* (m)	$1,0^{+0,5}_{-0,1}$			$-0,5$ $+0,2$		
Rendement lumineux (ph/MeV)	9200 ± 920			$\pm 0,4$		
Efficacité de collection (%)	$75,0 \pm 7,5$			$\pm 0,4$		
Réflexion Téflon* (%)	93 ± 5			$\pm 0,2$		
Réflexion Mylar* (%)	92 ± 5			$\pm 0,1$		
Efficacité quantique max. (%)	± 2 (par PM)			$\pm 0,1$		
Uniformité de collection (%)	± 2 (par PM)			$\pm 0,1$		
Total				$+0,7$ $-0,8$		

*valeur obtenue pour une longueur d'onde de 430 nm

TABLE 4.6: Tableaux regroupant les résolutions obtenues expérimentalement et par le biais de la simulation ainsi que les incertitudes systématiques sur la résolution FWHM associées aux différents paramètres pour les cinq PMs 8" utilisés dans la configuration N3DC-8".

4.5.4 Limitations des modèles

Les modèles optiques ont été développés pour des électrons à une énergie fixe de 1 MeV, ce qui correspond au point de référence utilisé pour les travaux de R&D de SuperNEMO. Ceci sous-entend une extrapolation linéaire aux autres énergies dans la situation où les différents effets liés à l'atténuation de Birks ou à l'effet Cerenkov ont été ignorés. Néanmoins, cela n'est plus possible si l'on cherche à modéliser la réponse en énergie des modules optiques en fonction de l'énergie incidente. Ces effets vont alors introduire des corrections non linéaires sur la réponse des modules optiques qui seront détaillées dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Modélisation de la réponse en énergie et en temps des modules optiques du calorimètre de SuperNEMO

Sommaire

5.1	Modélisation de la réponse en énergie des modules optiques	135
5.1.1	Facteur de correction géométrique	135
5.1.2	Facteur de correction Cerenkov	142
5.1.3	Facteur de correction de Birks	148
5.1.4	Facteur de correction Géométrique-Birks-Cerenkov	154
5.1.5	Validation de la correction Géométrique-Birks-Cerenkov C_{GBC} avec les données des modules optiques de SuperNEMO	159
5.2	Modélisation de la réponse en temps des modules optiques	170
5.2.1	Composantes temporelles du signal liées au scintillateur et au photomultiplicateur	171
5.2.2	Composante temporelle du signal liée au pont diviseur de tension	174
5.2.3	Validation de la modélisation temporelle des signaux	183

La grande majorité des analyses de données en physique des particules s'appuie sur des données de simulation Monte-Carlo (MC). En effet, ces dernières permettent de connaître les efficacités de détection des différents canaux d'analyse, que ce soit pour le signal ou les bruits de fond. Les données MC doivent donc se rapprocher le plus possible de la réalité. C'est en particulier vrai pour le calorimètre de SuperNEMO, pour lequel la simulation doit être capable de reproduire la réponse en énergie et en temps des modules optiques. Le développement d'une simulation optique va permettre de modéliser cette réponse en fonction du type de particules et de leur lieu d'interaction dans le module optique. Cet outil de simulation apporte des informations sur la production et la collection des photons de scintillation dont les effets sur la charge réellement collectée ne peuvent être déterminés avec une simulation standard ne prenant en compte que l'interaction des particules et leurs pertes en énergie. Ce développement devrait notamment permettre de mieux reproduire les spectres en énergie des rayonnements gamma qui étaient difficiles à reproduire dans les analyses de données de NEMO3 [120] [163].

La première partie de ce chapitre présentera la mise au point de corrections en énergie prenant en compte des effets non linéaires au niveau de la production et de la collection de lumière. La deuxième

partie sera consacrée à la modélisation de la réponse en temps du module optique afin de pouvoir reproduire les signaux électriques en sortie du calorimètre et éventuellement étudier les impacts sur le déclenchement du détecteur.

5.1 Modélisation de la réponse en énergie des modules optiques

Les effets liés à la collection de la lumière dans le bloc ou aux différents processus non linéaires sur la production de la lumière (effet Cerenkov, atténuation de Birks) ont pour conséquence de modifier la relation liant l'énergie déposée par une particule et la charge résultante en sortie d'électronique. Pour prendre en compte ces différents effets dans l'analyse des données, il est nécessaire de les modéliser dans la géométrie des modules optiques. Cette modélisation nécessite le suivi de l'intégralité des photons, ce qui est long et couteux en ressources. Il n'est donc pas envisageable de simuler l'ensemble des bruits de fond et signaux recherchés dans cette approche optique. Par conséquent, dans un premier temps, des facteurs de corrections en fonction de l'énergie déposée vont être établis à partir de la simulation optique. Dans un second temps, ces corrections seront appliquées à l'énergie déposée obtenue par la simulation MC classique, sans processus optiques. Cette méthode conduit à la détermination de l'énergie visible $E_{visible}$ réellement mesurée, en comparaison avec l'énergie déposée $E_{déposée}$ par la particule.

Les corrections proposées vont être validées avec un module optique de référence (type SN8") testé sur nos bancs de mesures au CENBG et pour lequel les paramètres de collection de la lumière sont parfaitement connus. Ces corrections seront ensuite redéfinies à partir de la moyenne des performances connues des photomultiplicateurs 8" (figure 4.8b et 4.9a).

5.1.1 Facteur de correction géométrique

5.1.1.1 Principe

Les modules optiques de SuperNEMO ont deux différences majeures avec ceux de NEMO3 :

1. Le parcours des photons de scintillation pouvant être plus ou moins long en fonction de leur lieu de création, la longueur d'atténuation du scintillateur va créer une inhomogénéité de la collection de lumière du module optique en fonction du point d'interaction de la particule incidente. En effet, sachant que le parcours d'un électron dans le scintillateur est de l'ordre du millimètre, on peut supposer que la collection de lumière par le PM sera différente entre un électron interagissant sur la face avant du scintillateur et un rayonnement gamma pouvant interagir à différentes profondeurs à l'intérieur du scintillateur (figure 5.1).
2. Afin d'augmenter la résolution en énergie du module optique, le PM est directement couplé au scintillateur. Cette configuration qui a pour conséquence d'augmenter la collection de lumière par le PM, entraîne aussi une focalisation des photons sur la photocathode si le dépôt en énergie est réalisé proche de celle-ci. Si la réponse du PM n'est pas uniforme en fonction du lieu d'interaction des photons sur la photocathode, cela peut avoir pour conséquence d'induire de grandes dispersions au niveau de l'énergie mesurée. Dans NEMO3, les PMs de diamètres plus petits avaient une bonne homogénéité de collection et la présence d'un guide de lumière entre le scintillateur et le PM lissait ce phénomène.

Pour résumer, cette première correction géométrique a pour but de fournir une cartographie complète du scintillateur reflétant le nombre de photoélectrons détectés sur l'anode du PM en fonction du lieu d'interaction de la particule dans le scintillateur. Cette correction sera le résultat de la convolution des effets influant sur la collection de la lumière et sur la collection des photoélectrons.

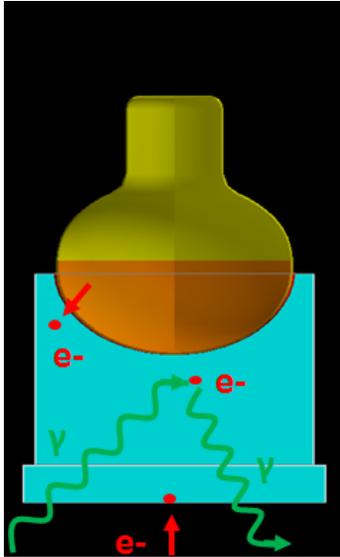


FIGURE 5.1: Exemples de différents lieux d'interaction à l'intérieur d'un module optique de SuperNEMO entraînant des différences quant à la collection de lumière.

5.1.1.2 Détermination du facteur de correction géométrique C_{Geom}

Dans la partie 4.5, nous avons pu vérifier que la modélisation des processus optiques des modèles optiques permettait de reproduire les résolutions en énergie obtenues pour des électrons de 1 MeV au centre de la face avant. Cela signifie que le nombre de photoélectrons collectés au niveau de l'anode à cette énergie pour le centre de la face avant du scintillateur est considéré connu. Ce nombre constituera notre nombre de référence dans la détermination du facteur de correction géométrique qui s'exprimera par :

$$C_{Geom}(x, y, z) = \frac{N_{ph}(x, y, z)}{N_{ph}(0, 0, 0)} = \frac{E_{visible}}{E_{déposée}} \quad (5.1.1)$$

où le centre de la face avant du scintillateur se situe à l'origine du repère $(0,0,0)$ et $N_{ph}(x, y, z)$ représente le nombre de photoélectrons collectés à l'anode pour un dépôt de 1 MeV à une position (x,y,z) .

Afin d'obtenir le facteur de correction le plus précis possible pour une position donnée, nous avons généré des dépôts d'énergie de 1 MeV de façon homogène dans le volume du scintillateur. Un facteur de correction a été calculé pour chaque mm^3 du scintillateur. La figure 5.2a est une cartographie 2D de C_{Geom} dans le plan ρ/Z où ρ représente la distance d'interaction par rapport au centre du bloc dans le plan Z. A partir de cette figure, on constate une forte inhomogénéité de la réponse du module optique aux alentours du PM induite par la non-uniformité géométrique de la collection du PM. En effet, un dépôt d'énergie se produisant très proche du PM peut conduire à une énergie visible augmentée jusqu'à un facteur 1,5 (au niveau le plus bas du bol creusé) où la collection du PM est optimale par rapport au même dépôt en face avant du scintillateur.

Bien qu'il soit nécessaire de connaître la non-uniformité du bloc en profondeur notamment pour l'étude des bruits de fond, le plus important est de voir s'il existe des effets de collection de lumière sur la face avant du module optique. En effet, le signal type des événements recherchés $\beta\beta$ correspond à deux électrons qui vont interagir sur les premiers millimètres du scintillateur. La figure 5.2b représente une projection dans le plan X/Y de la face avant sur une épaisseur de 5 mm suivant l'axe

Z. On peut distinguer clairement trois différentes zones. Une première zone correspondant au carré central où la réponse en énergie est globalement homogène (~ 1). Une deuxième zone correspondant à la marche du scintillateur et une troisième zone correspondant à chacun des coins de cette marche. L'énergie visible obtenue dans ces deux dernières zones sera inférieure à celle obtenue en face centrale, la lumière ayant plus de difficultés à rejoindre le PM. Dans ces zones, et particulièrement dans les coins, une partie de la lumière se retrouve piégée, augmentant la longueur de parcours des photons et donc leur absorption par le scintillateur.

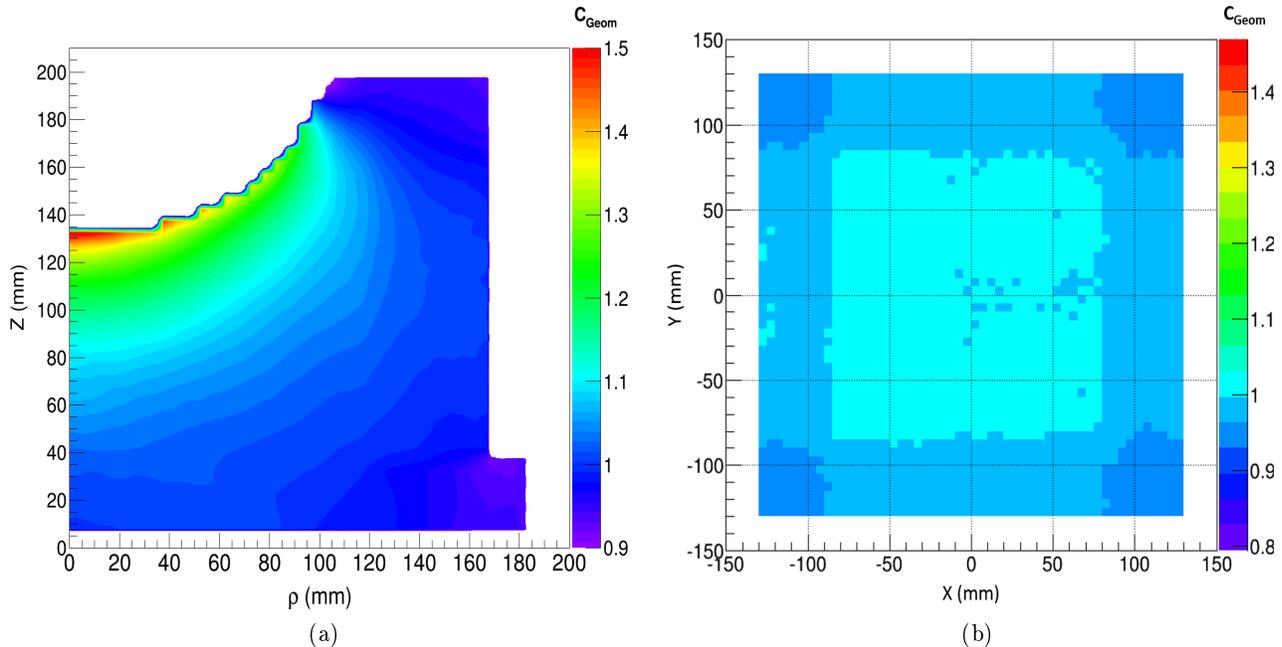


FIGURE 5.2: Cartographie 2D de la correction géométrique C_{Geom} d'un module optique de Supernemo dans le plan ρ/Z (a) et dans le plan X/Y pour $Z = 0-5$ mm (premier plan de la face avant du scintillateur) (b).

Afin de vérifier que cette cartographie 3D appliquée aux dépôts d'énergie dans les simulations standards GEANT4 (GEANT4-EM) reproduit les résultats obtenus dans la simulation optique (GEANT4_EM_OPTIQUE), nous avons comparé les distributions des énergies visibles obtenues par chacune des simulations. La résolution en énergie est également modifiée dans ces simulations puisqu'elle dépend de l'énergie visible de la particule, et non de l'énergie déposée. La validation est effectuée en simulant des électrons de 1 MeV tirés de façon homogène dans tout le volume du scintillateur (figure 5.3a) et du ^{208}Tl contenu dans le verre du PM (figure 5.3b). Le thalium émettant un électron et des gamma nous permet de sonder des interactions en haut du bloc ainsi qu'en profondeur. On constate pour ces deux figures, que la prise en compte de la correction géométrique C_{Geom} dans les simulations standards GEANT4-EM reproduit fidèlement les résultats obtenus à l'aide de la modélisation complète des processus optiques avec GEANT4-EM-OPTIQUE. Comme le montre également ces figures, cette correction conduit à des distributions en énergie plus élargies que celles obtenues sans effet géométrique.

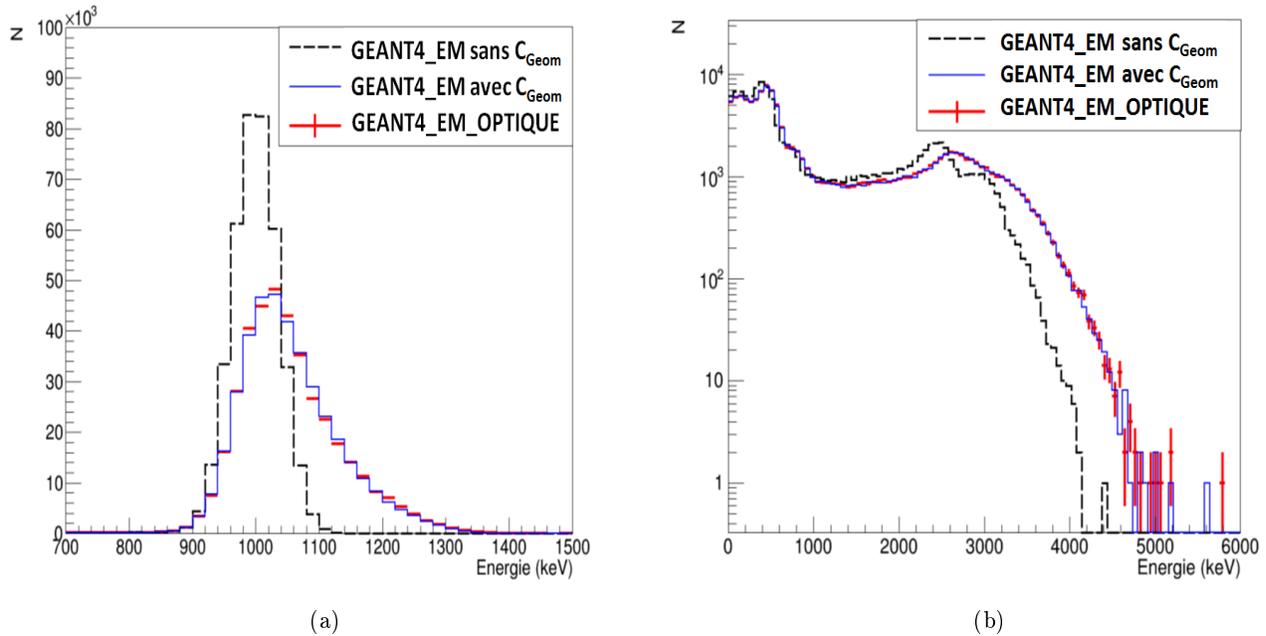


FIGURE 5.3: Distribution des énergies visibles dans le module optique pour la simulation d'électrons de 1 MeV tirés de façon homogène dans le volume du scintillateur (a) et pour la simulation de la décroissance du ²⁰⁸Tl ayant lieu dans le verre du PM (b). Les trois distributions correspondent aux simulations standards de GEANT4 (GEANT4_EM) avec et sans application de la correction géométrique ainsi qu'à la distribution obtenue à l'aide de la simulation optique (GEANT4_EM_OPTIQUE).

5.1.1.3 Validation de la correction géométrique C_{Geom} par des mesures expérimentales

La démonstration par la mesure des différences de collection à l'intérieur du volume est difficile à obtenir. En effet, la solution la plus simple serait d'utiliser des rayonnements gamma afin de sonder la profondeur du bloc mais il n'est alors possible que de prévoir la position moyenne de l'interaction du rayonnement. La correction géométrique va être testée à l'aide d'une source d'électrons de conversion du ²⁰⁷Bi (976 keV) placée en différents points de la face avant et arrière du scintillateur (figure 5.4). Les mesures sont réalisées en trois étapes. Premièrement, une mesure sans la présence de la source de ²⁰⁷Bi est effectuée afin de caractériser le spectre de bruit de fond. Ensuite, la mesure est réalisée avec la source dans la configuration désirée puis avec la présence d'un absorbeur en aluminium. Cet absorbeur permet d'arrêter l'ensemble des électrons de conversion pour obtenir le spectre des rayonnements gamma de la source qui sera soustrait du spectre total.

Source de ²⁰⁷Bi en face avant du scintillateur

Pour la face avant du scintillateur, l'énergie visible obtenue au niveau des marches et des coins pour plusieurs modules optiques a pu être mesurée (figure 5.4). L'énergie visible au centre de la face avant permet l'étalonnage de la réponse de chaque module optique, la simulation en position centrale étant normalisée à cette valeur. De plus, étant donné qu'on se situe loin de la photocathode, la totalité de celle-ci est illuminée de façon homogène. Les différences de non-uniformité de la photocathode

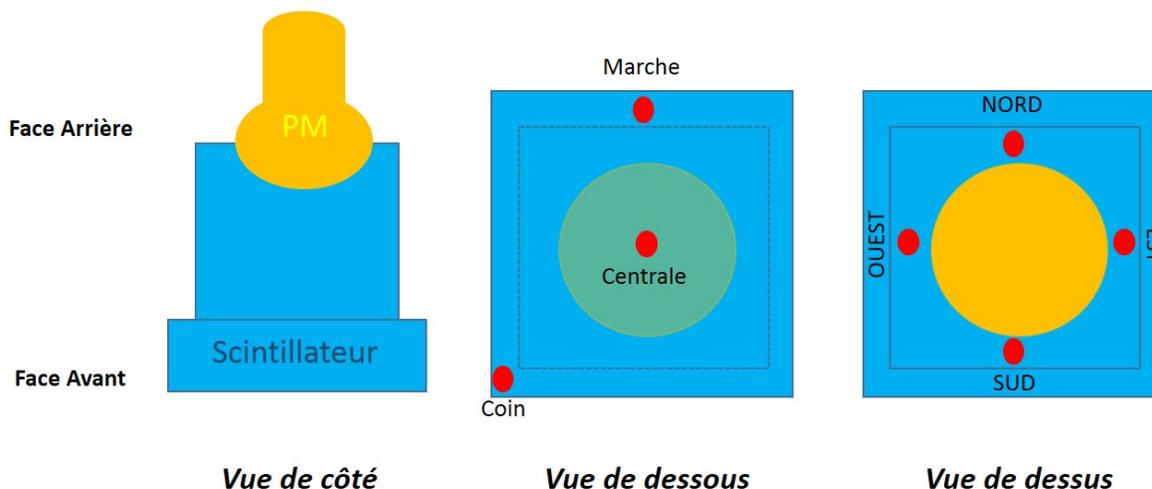


FIGURE 5.4: Schéma des différentes positions (points rouges) de la source de ^{207}Bi lors des tests de vérification de la correction géométrique C_{Geom} .

entre les différents PMs n'ont pas d'impacts sur ce type de mesures. L'ensemble des résultats est présenté dans le tableau 5.1. Les incertitudes sont calculées à partir de l'erreur sur la valeur de l'ajustement de la distribution en charge et prend aussi en compte l'écart type existant entre les mesures réalisées sur les différentes marches ou coins du module optique étudié. On constate que l'ajout de la correction géométrique est le seul moyen de reproduire les effets de collection de lumière au niveau de la face avant du scintillateur.

Module optique (SN8 ^o)	$E_{visible}$ (keV)		
	Centrale	Marche	Coin
437 (Expérimental)	979 ± 5	964 ± 10	929 ± 10
438 (Expérimental)		954 ± 10	924 ± 10
441 (Expérimental)		954 ± 10	914 ± 10
442 (Expérimental)		964 ± 10	934 ± 10
443 (Expérimental)		969 ± 10	948 ± 10
444 (Expérimental)		964 ± 10	939 ± 10
Moyenne* (Expérimental)			962 ± 6
Simulation (avec C_{Geom})	979 ± 5	967 ± 5	933 ± 5
Simulation (sans C_{Geom})	979 ± 5	979 ± 5	979 ± 5

*l'incertitude sur la moyenne correspond à l'écart type de la distribution

TABLE 5.1: Mesures de l'énergie visible dans différentes configurations de prise de données avec une source de ^{207}Bi placée en différents points de la face avant de six modules optiques de SuperNEMO (type SN8^o). Les données expérimentales sont comparées aux simulations réalisées avec et sans application de la correction géométrique.

Source de ^{207}Bi en face arrière du scintillateur

Dans cette configuration, la source est placée aux quatre points cardinaux autour du PM comme représenté figure 5.4. Le repère est défini par rapport à la position de la première dynode (SUD) du PM (figure 4.10). Contrairement aux mesures en face avant du scintillateur, le dépôt d'énergie et la production de lumière se font à proximité immédiate de la photocathode. Pour prendre en compte précisément l'effet de la non-uniformité de la réponse du PM en fonction du point d'impact sur la photocathode, nous utiliserons les données d'uniformité anodique correspondant au PM de référence testé. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.2. L'énergie visible obtenue est très variable en fonction de la position de la source. On compte en effet jusqu'à environ 160 keV d'écart entre les positions SUD et EST/OUEST. Sur les figures 5.5a et 5.5b, on peut observer la cartographie de l'efficacité de collection du PM établie à partir des données fournies par HAMAMATSU ainsi que les différents points d'impacts de photons de scintillation en fonction de la position de la source. Ces impacts sont concentrés dans la zone du dépôt en énergie. Dans la configuration SUD, cette zone située en arrière de la première dynode entraîne une mauvaise collection des photoélectrons. À l'inverse, quand la source est positionnée à l'EST, la focalisation des photons de scintillation a lieu dans une zone où la collection est meilleure, augmentant de ce fait l'énergie visible obtenue. Cependant, même si les différences d'énergie visible mesurée entre les positions sont globalement respectées, il est plus difficile de reproduire exactement les valeurs obtenues expérimentalement. Cela est lié au fait que l'efficacité de collection des photoélectrons n'a été mesurée par HAMAMATSU que pour quatre axes représentés sur la figure 3.10. La cartographie complète utilisée pour la simulation provient d'une interpolation entre les différents points mesurés. La simulation permet toutefois de se rapprocher de la réalité dans une configuration d'évènements qui sera, dans tous les cas, très exceptionnelle dans les analyses futures de SuperNEMO.

Module Optique 448 (Type SN8")	$E_{visible}$ (keV)			
	NORD	SUD	EST	OUEST
Expérimental	851 ± 10	818 ± 10	977 ± 10	987 ± 10
Simulation avec C_{Geom}	907 ± 5	768 ± 5	1024 ± 5	976 ± 5
Simulation sans C_{Geom}	979 ± 5	979 ± 5	979 ± 5	979 ± 5

TABLE 5.2: Mesures de l'énergie visible dans différentes configurations de prises de données avec une source de ^{207}Bi placée au niveau de la face arrière d'un module optique. Les données expérimentales sont comparées aux simulations réalisées avec et sans application de la correction géométrique.

La même étude est ensuite reprise pour cinq autres modules optiques en comparant les données mesurées avec les données simulées à partir, cette fois, de la moyenne des efficacités de collection des photoélectrons. Ces résultats sont présentés dans le tableau 5.3. Les variations observées pour les différents modules optiques à une position de la source donnée montre bien qu'une reproduction des données pour chaque PM est impossible sans une mesure précise des paramètres optiques associés. Néanmoins, les variations relatives entre les différentes positions sont respectées. L'énergie visible est globalement plus importante si la source est positionnée à l'EST et diminue fortement quand la source est située derrière la première dynode au SUD.

En conclusion, bien qu'il soit difficile de reproduire exactement chaque donnée expérimentale dans le cadre de configurations exotiques, la prise en compte de la correction géométrique apporte une information supplémentaire vers une modélisation plus réaliste de l'énergie et elle doit être prise en compte pour le démonstrateur SuperNEMO.

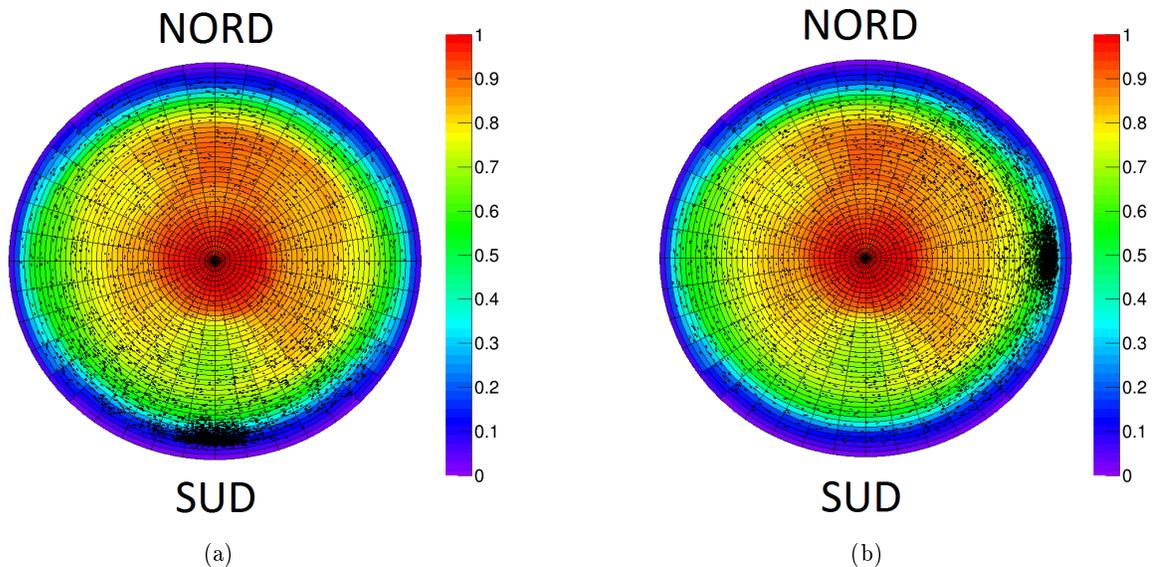


FIGURE 5.5: Aperçu de l'efficacité de collection (normalisée à 1) en fonction du lieu de création du photoélectron au niveau de la photocathode et points d'impact des photons de scintillation en noir sur la photocathode dans le cas où la source est positionnée au SUD (a) et à l'EST (b).

Ref. module optique (Type SN8 ^{''})	$E_{visible}$ (keV)			
	NORD	SUD	EST	OUEST
448 (Expérimental)	851 ± 10	818 ± 10	977 ± 10	987 ± 10
427 (Expérimental)	986 ± 10	918 ± 10	1010 ± 10	980 ± 10
452 (Expérimental)	920 ± 10	910 ± 10	1260 ± 10	1020 ± 10
445 (Expérimental)	910 ± 10	820 ± 10	1115 ± 10	930 ± 10
443 (Expérimental)	879 ± 10	819 ± 10	1090 ± 10	917 ± 10
Moyenne* (Expérimental)	909 ± 46	857 ± 53	1090 ± 99	967 ± 38
Simulation avec C_{Geom}	828 ± 5	788 ± 5	1018 ± 5	984 ± 5
Simulation sans C_{Geom}	979 ± 5	979 ± 5	979 ± 5	979 ± 5

*l'incertitude sur la moyenne correspond à l'écart type de la distribution

TABLE 5.3: Mesures et simulations de l'énergie visible dans différentes configurations de prise de données avec une source de ^{207}Bi placée en différents points de la face arrière pour cinq modules optiques de SuperNEMO (type SN8^{''}). Les données expérimentales sont comparées aux simulations avec et sans application de la correction géométrique.

5.1.2 Facteur de correction Cerenkov

Jusqu'à maintenant, nous avons considéré que la seule source de lumière à l'intérieur des blocs provenait de la scintillation. Or, les électrons qui traversent le scintillateur vont aussi produire des photons par effet Cerenkov. Le nombre de ces photons varie non linéairement avec l'énergie incidente des électrons. La prise en compte du rayonnement Cerenkov va donc introduire des effets de non-linéarité sur la réponse lumineuse des modules optiques.

5.1.2.1 Physique de l'émission de rayonnements Cerenkov

L'émission Cerenkov a été observée dès 1910 par Marie Curie qui découvrit une lueur bleutée dans une solution de radium concentrée [164]. En 1937, Pavel Alekseyevich Cerenkov entreprit des expériences pour observer ce phénomène [165] qui fut ensuite expliqué par Ilya Frank et Igor Tamm, en très bon accord avec les théories dérivées de l'électromagnétisme classique. Ils obtinrent le prix Nobel de Physique en 1958 pour la découverte et l'interprétation de l'effet Cerenkov.

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu d'indice optique n avec une vitesse v , elle polarise les molécules du milieu par le biais de son propre champ électromagnétique. La dépolarisation des molécules engendre l'émission d'ondes électromagnétiques sphériques se propageant à une vitesse $v_l = \frac{c}{n}$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide. Deux cas se présentent :

- $v \leq v_l$: la particule se déplace moins vite que la vitesse de la lumière dans le milieu. Les fronts d'ondes ne peuvent pas être en phase. Aucune lumière Cerenkov n'est émise (figure 5.6a).
- $v \geq v_l$: la particule se déplace plus vite que la vitesse de la lumière dans le milieu. Les fronts d'ondes émis interfèrent de façon constructive dans une direction faisant un angle θ_c avec $\cos \theta_c = \frac{c}{v \times n}$ par rapport à la trajectoire de la particule (figure 5.6b). Il y a émission de lumière Cerenkov avec une densité spectrale suivant une loi en $\frac{1}{\lambda^2}$.

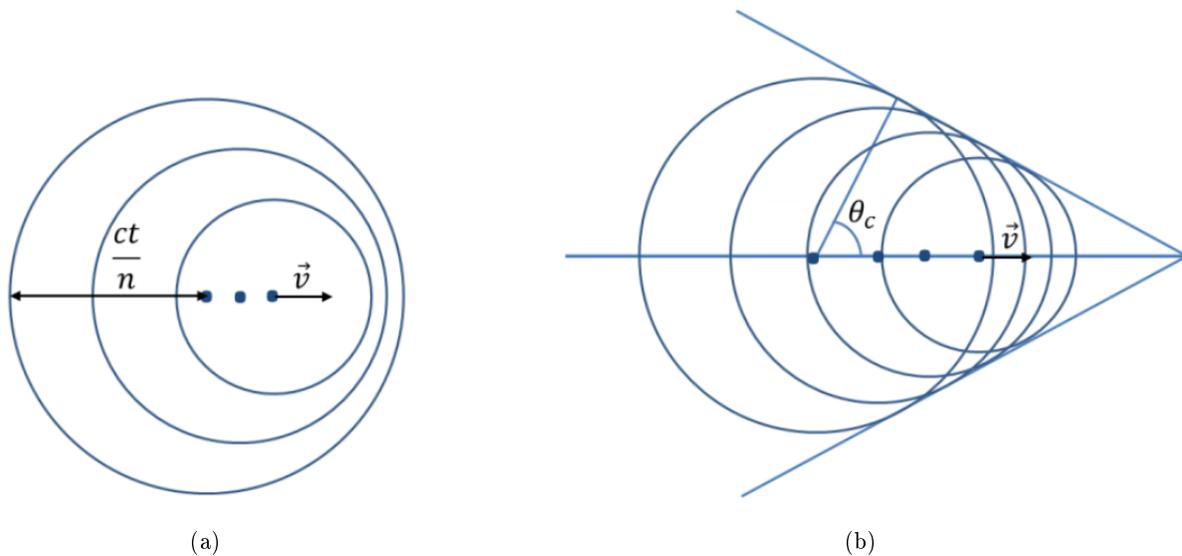


FIGURE 5.6: Fronts d'ondes d'une particule chargée se déplaçant dans un milieu d'indice optique n avec une vitesse v inférieure à la vitesse de la lumière c dans le milieu : $v \leq \frac{c}{n}$ (a) ou supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu : $v \geq \frac{c}{n}$ (b).

Dans le domaine relativiste, l'énergie cinétique d'une particule E de masse m_o est liée à sa vitesse v par :

$$E + m_o c^2 = \frac{m_o c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (5.1.2)$$

Le rayonnement Cerenkov étant produit lorsque $v \geq \frac{c}{n}$, le seuil en énergie cinétique de la particule pour lequel le rayonnement Cerenkov va apparaître est égal à :

$$E_{seuil} = \frac{m_o c^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} - m_o c^2 \quad (5.1.3)$$

Dans le cas d'un électron, $m_o c^2 = 511$ keV traversant du polystyrène ($n = 1,59$), l'énergie seuil E_{seuil} est égale à 146 keV.

Le nombre approximatif de photons N_γ de longueur d'onde λ émis par la particule de charge Z lors de sa traversée d'une épaisseur dx du milieu est défini par [166] :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dp d\lambda} = 2 \pi \alpha Z^2 \frac{\sin^2 \theta_c}{\lambda^2} \propto \frac{1}{\lambda^2} \quad (5.1.4)$$

où $\alpha = \frac{1}{137}$ est la constante de structure fine. En intégrant cette équation entre λ_{min} et λ_{max} , on peut définir approximativement le nombre de photons Cerenkov émis dans cet intervalle de longueur d'onde [167] :

$$N_\gamma = 2 \pi \alpha x Z^2 \left(\frac{1}{\lambda_{min}} - \frac{1}{\lambda_{max}} \right) \sin^2 \theta_c \quad (5.1.5)$$

Des électrons de 1 MeV traversant un scintillateur de SuperNEMO parcourent une distance moyenne x de 2,6 mm avant de passer sous le seuil Cerenkov d'environ 150 keV. Le nombre de photons Cerenkov produits sera donc d'environ 217 photons pour une gamme de longueurs d'ondes comprise entre 200 et 700 nm.

5.1.2.2 Vérification de la simulation du processus Cerenkov dans GEANT4

Des électrons sont simulés avec la modélisation optique développée pour notre étude en activant l'option de génération des photons Cerenkov. L'objectif est de vérifier le seuil en énergie du processus ainsi que le nombre moyen de photons Cerenkov émis, leur spectre d'émission en longueur d'onde et leur directionalité.

Seuil Cerenkov et nombre de photons Cerenkov émis

La figure 5.7a représente le nombre de photons Cerenkov générés par la simulation en fonction de l'énergie de l'électron incident. Comme attendu, l'évolution du nombre de photons émis n'est pas linéaire en fonction de l'énergie de l'électron. De plus, l'effet de seuil est visible aux basses énergies avec une valeur d'environ 150 keV.

La figure 5.7b donne la distribution du nombre de photons Cerenkov émis par des électrons de 1 MeV traversant un scintillateur de SuperNEMO. Le nombre moyen est d'environ 232 photons, à comparer aux 217 photons calculés précédemment. La petite différence peut s'expliquer par le fait

que l'indice optique est pris constant dans le calcul quelle que soit la longueur d'onde, ce qui n'est pas le cas dans la simulation (figure 4.4). Le rapport entre le nombre de photons de scintillation et de photons Cerenkov émis est donc de l'ordre de 40 en considérant un rendement lumineux de scintillation de 9200 photons par MeV.

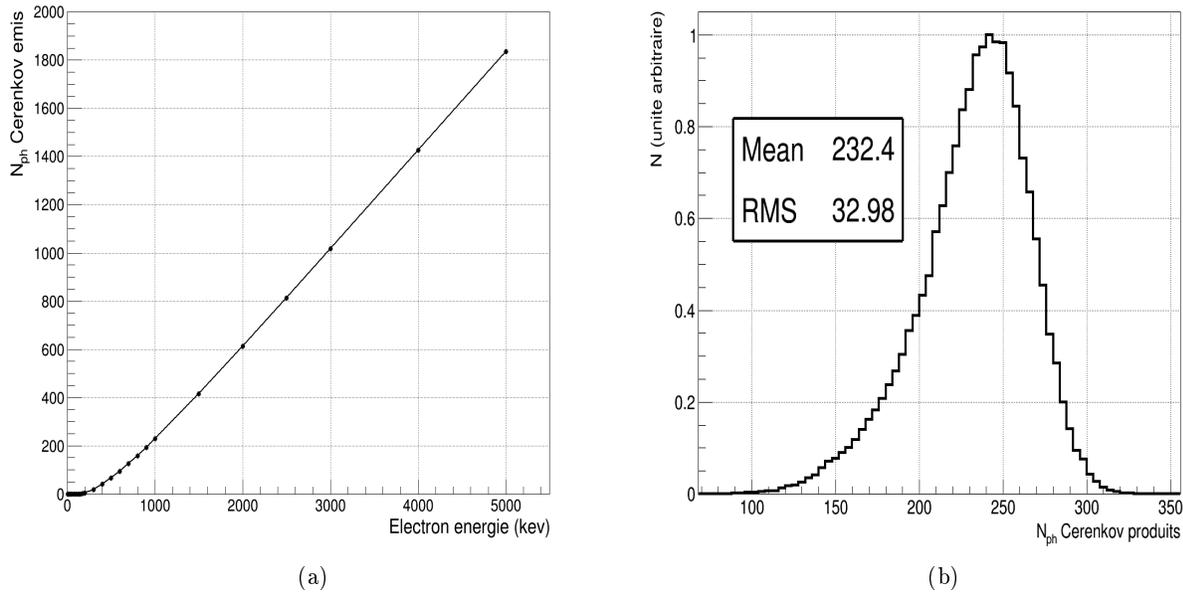


FIGURE 5.7: Nombre moyen de photons Cerenkov émis en fonction de l'énergie de l'électron incident (a) et distribution du nombre de photons Cerenkov émis pour des électrons de 1 MeV dans un scintillateur de SuperNEMO.

Spectre d'émission Cerenkov

Le spectre d'émission du rayonnement Cerenkov est différent de celui de la scintillation. Selon l'équation 5.1.4, le spectre d'émission Cerenkov est proportionnel à $\frac{1}{\lambda^2}$. Le spectre d'émission simulé pour ce processus est visible sur la figure 5.8. Il est comparé au spectre d'émission de la scintillation ainsi qu'aux spectres de transmission de ces deux processus. Le spectre de transmission correspond aux longueurs d'onde des photons ayant réussi à se propager dans le scintillateur pour atteindre la photocathode du PM. Bien que les longueurs d'onde initiales des photons de scintillation et Cerenkov soient très différentes, les spectres de transmission ont globalement la même allure. En effet, les photons ayant une longueur d'onde inférieure à 400 nm subissent le phénomène d'absorption et réémission du scintillateur. Les photons Cerenkov émis avec une plus grande longueur d'onde (supérieure à 400 nm) vont pouvoir se propager librement dans le scintillateur jusqu'à la photocathode, expliquant la proportion plus importante de photons Cerenkov aux grandes longueurs d'ondes.

Directionnalité des photons Cerenkov

L'émission par scintillation est un processus isotrope, ce qui n'est pas le cas du rayonnement Cerenkov. On peut alors se demander si la correction géométrique déterminée précédemment pour la scintillation est valable aussi pour la lumière Cerenkov. Le tableau 5.4 présente le nombre de photons,

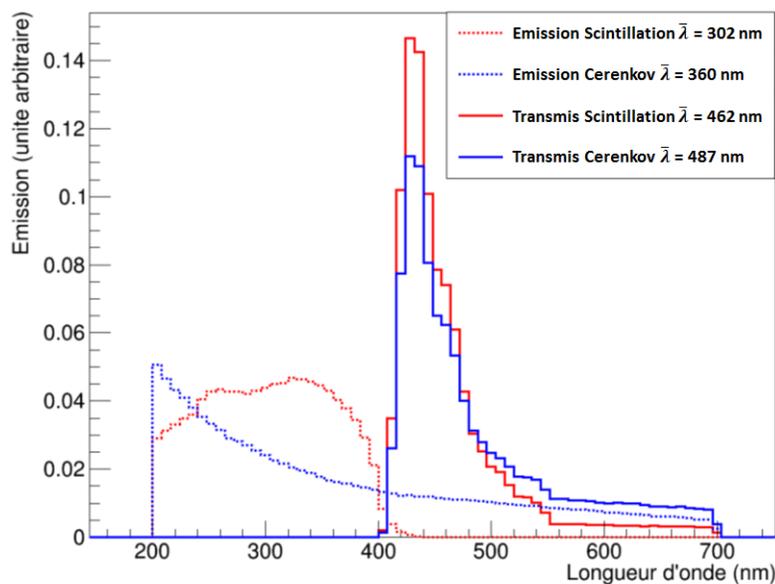


FIGURE 5.8: Spectres d'émission et de transmission simulés des photons de scintillation et des photons issus du rayonnement Cerenkov.

issus des deux processus, ayant pu se propager dans le scintillateur et atteindre la photocathode pour différentes positions d'émissions (centre de la face avant, coin de la face avant et face arrière proche du PM). Ces résultats ont été obtenus en considérant un électron de 1 MeV avec un rendement lumineux de scintillation établi à 9200 photons. On constate que la proportion de photons Cerenkov par rapport au nombre de photons de scintillation transmis ne varie pas significativement en fonction du point d'interaction. La directionalité de l'effet Cerenkov est "lavée" par le phénomène d'absorption et réémission du scintillateur.

Position	$N_{Transmis}$ Scintillation	$N_{Transmis}$ Cerenkov	Ratio
Centrale	4508 (3)	114,5 (3)	39,4 (2)
Coin	4272 (3)	108,2 (3)	39,5 (2)
Haut	5199 (3)	132,8 (3)	39,1 (2)

TABLE 5.4: Comparaison des nombres de photons transmis au PM issus de la scintillation et du rayonnement Cerenkov pour différentes positions d'interaction d'un électron de 1 MeV obtenus par la simulation optique.

Si on regarde à présent le nombre de photoélectrons collectés à l'anode (prenant en compte l'efficacité quantique et l'efficacité de collection), les différents rapports restent équivalents (tableau 5.5) mais légèrement augmentés. Effectivement, une part importante des photons Cerenkov ont une longueur d'onde plus grande que celle de scintillation, or l'efficacité quantique du PM chute drastiquement pour ce type de longueur d'onde. La figure 5.9 représente les spectres en longueurs d'onde des photons ayant été détectés par la photocathode issus de la scintillation et du rayonnement Cerenkov. En comparaison avec la figure 5.8, on constate que les spectres sont à présent presque confondus.

Position	$N_{Detecté}$ Scintillation	$N_{Detecté}$ Cerenkov	Ratio
Centrale	830 (1)	18,2 (1)	45,6 (4)
Coin	778 (1)	17,1 (1)	45,5 (4)
Haut	875 (1)	19,1 (1)	45,8 (4)

TABLE 5.5: Comparaison des nombres de photoélectrons primaires collectés par les photons de scintillation et le rayonnement Cerenkov pour différentes positions d'interaction sur la face avant (Centrale, Coin) ou arrière (Haut) du scintillateur et obtenus par la simulation optique.

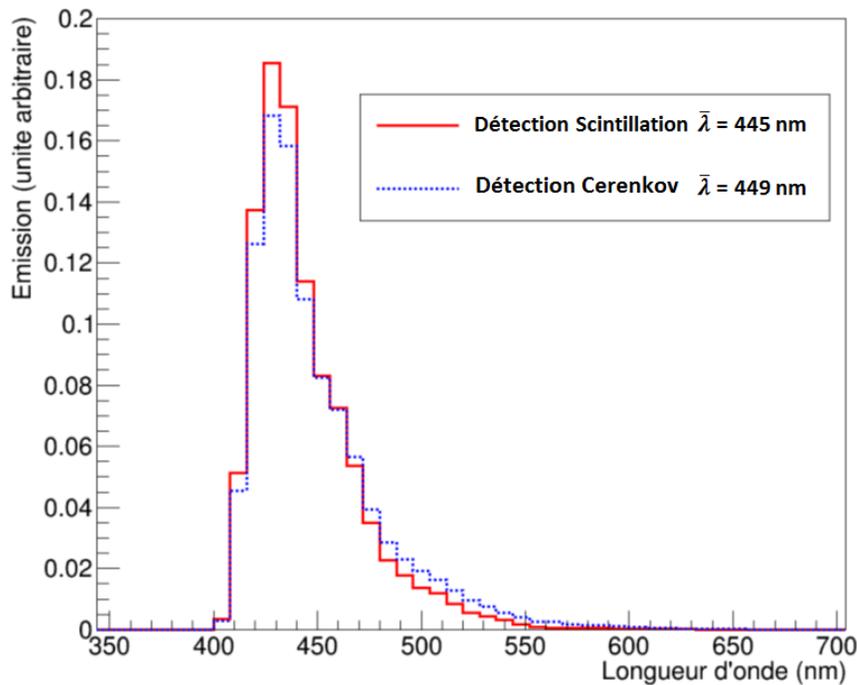


FIGURE 5.9: Spectres en longueurs d'onde simulés des photons détectés de scintillation et des photons issus du rayonnement Cerenkov pour un électron de 1 MeV interagissant au centre de la face avant du scintillateur.

Cette vérification nous permet donc de considérer que la collection de la lumière est équivalente pour les photons de scintillation et pour les photons Cerenkov. Il n'est donc pas nécessaire de produire une correction géométrique C_{Geom} propre à l'effet Cerenkov. La correction géométrique développée précédemment peut s'appliquer aussi bien aux photons de scintillation qu'aux photons Cerenkov.

5.1.2.3 Détermination de la correction Cerenkov $C_{Cerenkov}$

Afin de déterminer le facteur de correction $C_{Cerenkov}$ lié à l'effet Cerenkov à appliquer sur l'énergie déposée pour obtenir l'énergie visible, des électrons d'énergies différentes ont été simulés sur la face d'entrée du scintillateur en position centrale. La figure 5.10a montre la proportion de photons Cerenkov produits suite à l'introduction de l'effet Cerenkov dans la simulation. Cet effet entraîne une augmentation du nombre de photons produits qui n'est pas linéaire avec l'énergie déposée par l'électron.

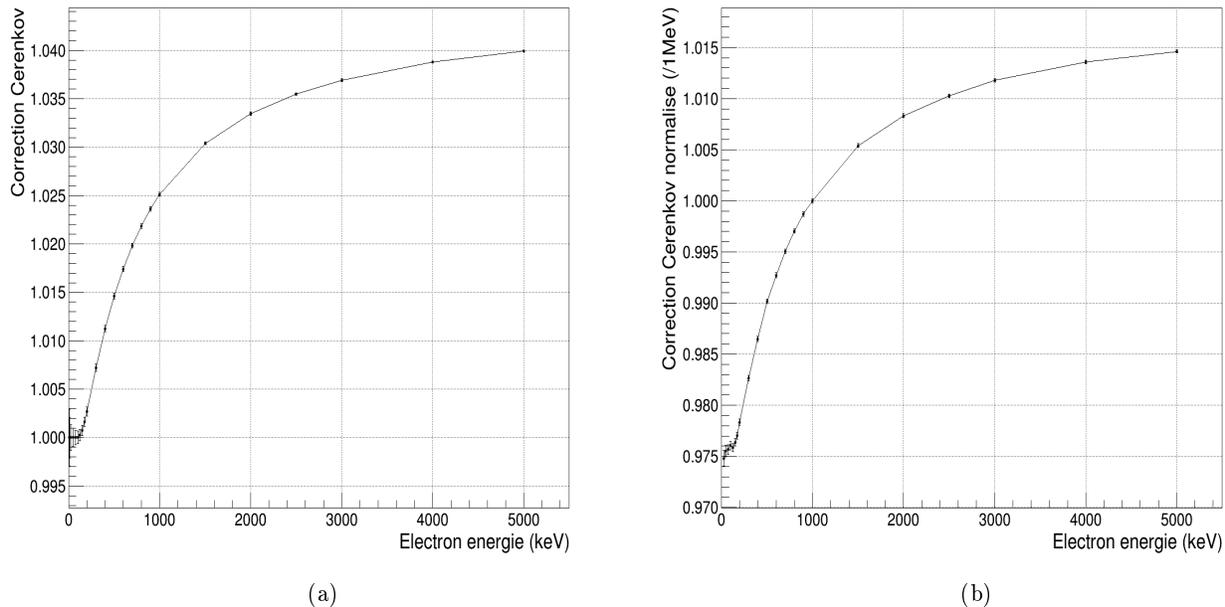


FIGURE 5.10: Proportion du nombre de photons Cerenkov émis dans les simulations prenant en compte l'effet Cerenkov en fonction de l'énergie déposée par l'électron (a). Même paramètre normalisé à 1 MeV et correspondant à la correction Cerenkov $C_{Cerenkov}$ utilisée par la suite dans la modélisation finale (b).

La résolution en énergie FWHM d'un module optique définie à 1 MeV a été utilisée pour contraindre, dans nos simulations, le nombre de photons de scintillation émis à cette énergie. Ce nombre doit être conservé à cette énergie pour maintenir la validité de nos modèles. La correction $C_{Cerenkov}$ est donc normalisée à sa valeur obtenue pour des électrons de 1 MeV (figure 5.10b). Elle s'écrit :

$$C_{Cerenkov} = \frac{N_{Sc+C}^{prod}(E) \times 1}{N_{Sc+C}^{prod}(1 \text{ MeV}) \times E} \quad (5.1.6)$$

où E est l'énergie déposée de l'électron en MeV et $N_{Sc+C}^{prod}(E)$ est le nombre de photons de scintillation et Cerenkov émis à cette énergie. L'application de cette correction introduira donc des effets non linéaires sur la modélisation de la réponse en énergie des modules optiques.

Cette correction a été obtenue avec les valeurs nominales du modèle optique déterminées dans la partie 4.5. Il reste à déterminer l'erreur associée à cette courbe suite à la prise en compte des incertitudes systématiques sur le modèle optique. En effet, l'erreur systématique sur le rendement lumineux du scintillateur a été estimée à $\pm 10\%$. Si le nombre de photons de scintillation varie, la proportion de photons Cerenkov n'est plus la même modifiant l'allure de la correction Cerenkov. Les autres paramètres (longueur d'atténuation, efficacité quantique et de collection du PM, comportement des réflecteurs) n'ont pas d'influence sur la correction car ils impactent de la même façon les photons de scintillation et les photons Cerenkov. En revanche, de nouvelles incertitudes doivent être introduites pour tenir compte des erreurs sur les paramètres impactant l'émission des photons Cerenkov : l'indice optique et la densité du scintillateur qui joue sur la longueur de la trace

de l'électron. Le tableau 5.6 résume les impacts des trois incertitudes systématiques qui viennent d'être évoquées sur la valeur de la correction Cerenkov pour deux énergies d'électrons, 150 keV (seuil haut de l'acquisition SuperNEMO) et 3 MeV (énergie disponible lors de la décroissance $\beta\beta 0\nu$). On constate que l'incertitude sur la densité du scintillateur n'a quasiment aucune influence sur la correction Cerenkov tandis que l'effet est plus important lorsque l'on considère la variation du rendement lumineux. Concernant l'incertitude systématique sur l'indice optique, son influence se fait ressentir uniquement pour les basses énergies car il décale le seuil Cerenkov.

Paramètres simulation	Variation	Erreur relative sur $C_{Cerenkov}$	
		150 keV	3000 keV
Rendement lumineux scintillation (9200 ph/MeV)	-10 %	$\sim -0,25$ %	$\sim +0,10$ %
	+10 %	$\sim +0,17$ %	$\sim -0,13$ %
Densité scintillateur (g/cm^3) (1,053)	1.048	$\sim -0,01$ %	$\sim +0,01$ %
	1.058	$\sim +0,01$ %	$\sim -0,01$ %
Variation indice optique scintillateur (1,62 à 430 nm)	-5 %	$\sim +0,19$ %	$\sim -0,02$ %
	+5 %	$\sim -0,15$ %	$\sim +0,01$ %
Correction $C_{Cerenkov}$		0,976 (3)	1,012 (1)

TABLE 5.6: Influence des incertitudes systématiques des paramètres inclus dans le modèle optique sur la valeur de la correction Cerenkov $C_{Cerenkov}$ pour des électrons de 150 keV et 3000 keV. L'incertitude totale sur la valeur de $C_{Cerenkov}$ à ces deux énergies est la combinaison des erreurs statistiques et systématiques.

En combinant l'évolution de la correction Cerenkov obtenue sur la figure 5.10b et les erreurs systématiques définies dans le tableau 5.6, on obtient la courbe présente sur la figure 5.11 où les points correspondent à la correction obtenue à partir des paramètres nominaux du modèle optique et les contours incluent les erreurs statistiques et systématiques. L'erreur relative pour une énergie de 150 keV est de l'ordre de 0,3 % tandis que pour une énergie de 3000 keV, elle est de l'ordre de 0,1 %. La correction Cerenkov est donc définie avec une bonne précision.

5.1.3 Facteur de correction de Birks

5.1.3.1 Phénomènes de “quenching” de Birks

Dans la plupart des cas, la réponse lumineuse des scintillateurs est proportionnelle à l'énergie déposée. Il est possible de définir un rendement de scintillation différentiel du scintillateur $\frac{dN}{dx}$ comme étant le nombre de photons dN émis par unité de distance parcourue dx par la particule ionisante tel que :

$$\frac{dN}{dx} = N_0 \frac{dE}{dx} \quad (5.1.7)$$

avec $N_0 = \frac{N}{E}$ la quantité de photons produits par unité d'énergie et $\frac{dE}{dx}$ le pouvoir d'arrêt de la particule dans le scintillateur.

La relation de proportionnalité est vérifiée tant que le pouvoir d'arrêt de la particule n'est pas trop important. Lorsque la perte d'énergie locale devient très grande, la densité d'excitation du solvant est tellement élevée qu'une partie de l'énergie déposée sera dissipée localement sans pouvoir exciter une molécule fluorescente. On parle aussi de “quenching” d'ionisation et cet effet est d'autant

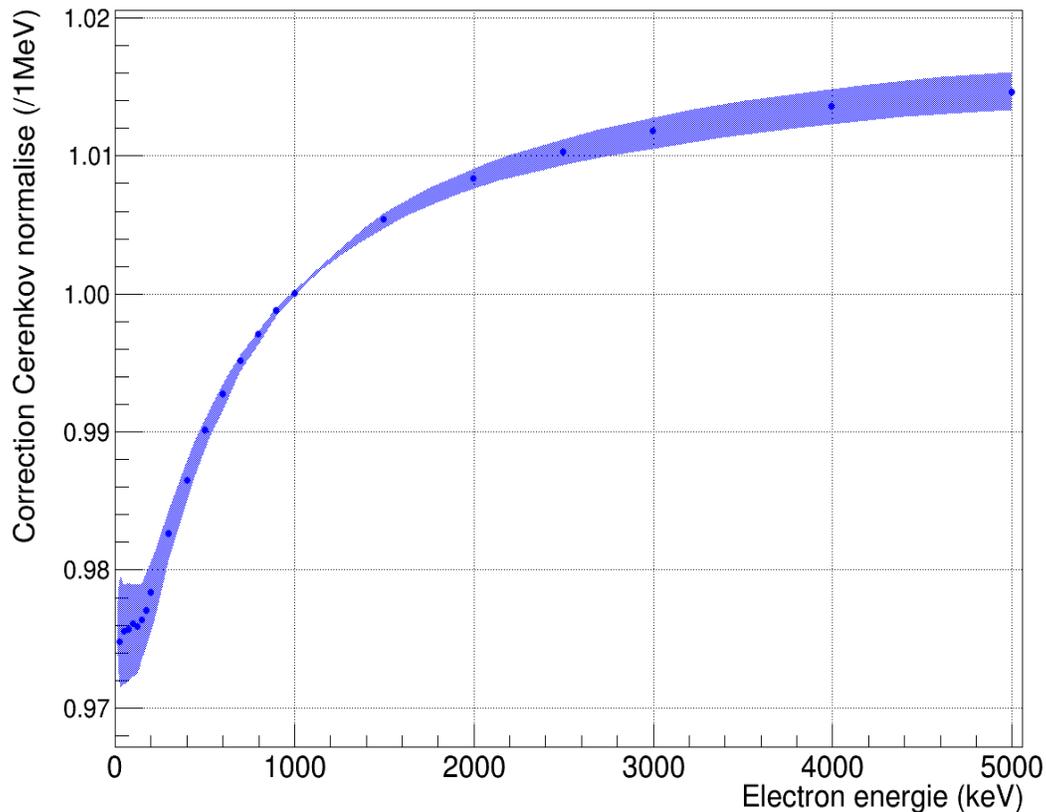


FIGURE 5.11: Correction Cerenkov $C_{Cerenkov}$ en fonction de l'énergie de l'électron incident. Les points correspondent à la correction obtenue avec les paramètres nominaux du modèle optique et les contours incluent les incertitudes statistiques et systématiques liées à cette correction.

plus marqué avec les scintillateurs organiques, du fait de la faible densité de molécules scintillantes. Ce phénomène apparaît pour des électrons de basses énergies mais il est constamment présent pour des particules α qui ont un pouvoir d'arrêt $\frac{dE}{dx}$ très important quelle que soit leur énergie. Pour une même énergie déposée dans le scintillateur, la réponse lumineuse d'un électron sera typiquement huit à dix fois supérieure à celle d'une particule α [168].

John Birks proposa une loi générale afin d'exprimer ce phénomène de non-linéarité de production de la lumière de scintillation en fonction de l'énergie de la particule. Le rendement de scintillation différentiel du scintillateur devient :

$$\frac{dN}{dx} = N_0 \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} = \begin{cases} N_0 \frac{dE}{dx} & \text{pour } \frac{dE}{dx} \text{ faible} \\ \frac{N_0}{k_B} & \text{pour } \frac{dE}{dx} \text{ élevé} \end{cases} \quad (5.1.8)$$

avec k_B la constante de Birks qui est un paramètre propre à chaque matériau permettant de rendre compte des effets de saturation pour tout type de particule interagissant. Le pouvoir d'arrêt d'un électron n'étant pas linéaire en fonction de son énergie incidente (voir figure 3.3a), on peut s'attendre, comme dans le cas de l'émission Cerenkov, à des effets non-linéaires sur la réponse en énergie des modules optiques liés à ce phénomène.

Avant d'établir la correction de Birks C_{Birks} à appliquer sur l'énergie déposée, nous vérifierons, comme dans le cas de la détermination de la correction Cerenkov, la bonne prise en compte des effets de saturation de la réponse lumineuse dans GEANT4.

5.1.3.2 Vérification de la simulation du processus de Birks dans GEANT4

Dans GEANT4, l'effet de saturation causé par la hausse du pouvoir d'arrêt des particules est géré par la classe G4EmSaturation. A partir d'une constante de Birks donnée, cette classe permet de transformer l'énergie réelle d'ionisation déposée lors des différents pas de la particule dans le scintillateur en énergie visible tenant compte de la saturation. Afin de vérifier la prise en compte de l'effet de Birks, nous avons donc activé cette classe dans notre simulation optique. Des électrons de différentes énergies ont été simulés avec trois valeurs de constante de Birks k_B proches de la valeur indiquée dans un exemple de GEANT4 pour nos scintillateurs [169].

La figure 5.12 représente l'évolution de la proportion de photons de scintillation restants après activation de l'effet de Birks pour les trois valeurs de k_B choisies. Comme attendu, le nombre de photons de scintillation diminue et ce, de façon non linéaire avec l'énergie de la particule avec un effet d'autant plus grand que l'énergie de la particule est faible (pouvoir d'arrêt important). On remarque aussi que plus la valeur de k_B est élevée, plus l'effet de saturation est important. Ainsi, pour un électron de 1 MeV, on compte une diminution de 18 % du nombre de photons de scintillation émis pour un k_B de 0,17 mm/MeV et jusqu'à une diminution de l'ordre de 23 % lorsque la constante de Birks est égale à 0,27 mm/MeV. Notons que la saturation est également présente pour des électrons incident de hautes énergies qui, au fur et à mesure de leur perte d'énergie dans le scintillateur, voient leur pouvoir d'arrêt augmenter occasionnant une saturation sur la fin de leur parcours. Le plateau atteint par les différentes courbes de cette figure illustre ce phénomène.

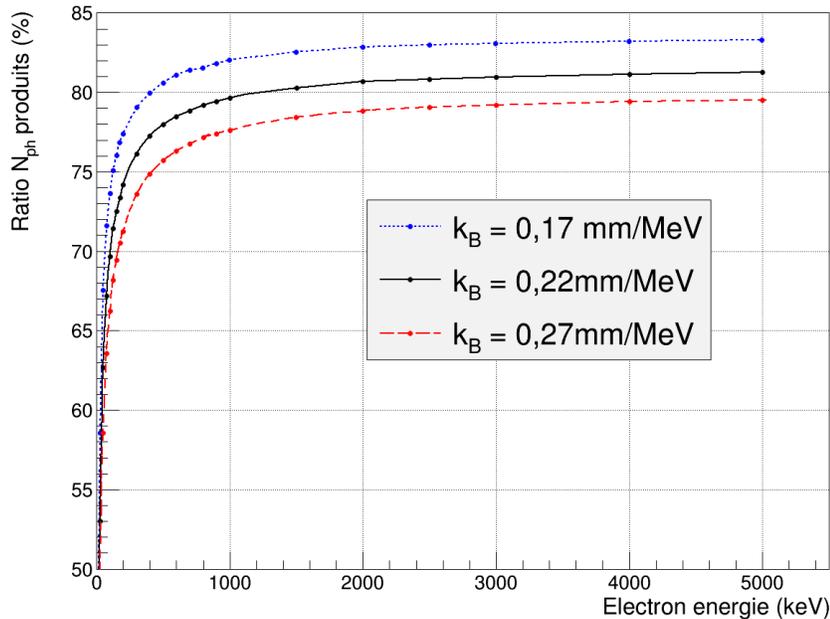


FIGURE 5.12: Evolution du ratio de nombre de photons de scintillation générés en fonction de l'énergie de l'électron incident pour trois valeurs de k_B différente.

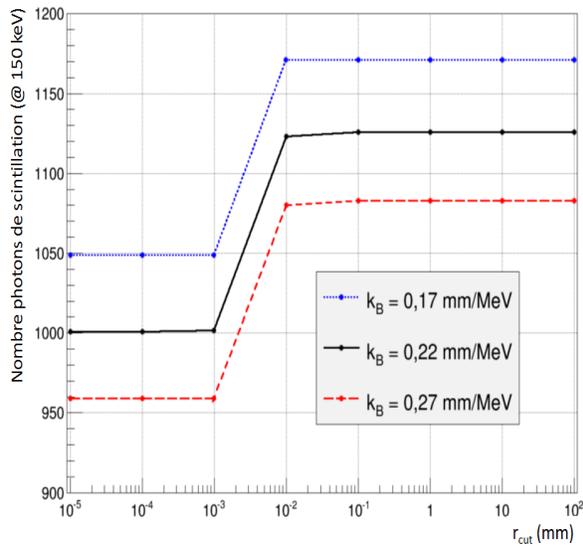
Contrairement à la correction Cerenkov qui est définie à partir de paramètres parfaitement connus (indice optique, densité du scintillateur, ...), la correction de Birks dépend principalement de la valeur choisie pour la constante k_B . Or, des études ont montré qu'il est difficile de fixer cette valeur pour un matériau donné tant elle varie avec la composition exacte du matériau et de la précision sur le suivi de la particule dans les programmes de simulations [170]. Il faut donc réellement considérer cette constante de Birks introduite dans nos simulations comme un paramètre empirique permettant d'ajuster les données issues de la simulation avec celles expérimentales.

Influence du seuil de production des particules secondaires

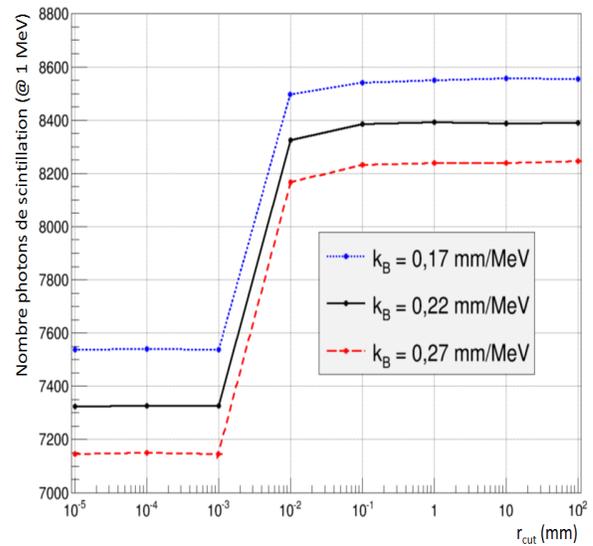
Avec GEANT4, il existe un moyen de limiter le temps de calcul en ne créant pas l'intégralité des particules secondaires. L'utilisateur a la possibilité ainsi de fixer un seuil équivalent en énergie en dessous duquel la particule secondaire n'est pas générée. Pour déterminer si une particule secondaire est générée, son énergie initiale est convertie en une distance r que cette particule peut parcourir dans le milieu. Cette distance est ensuite comparée à la valeur de coupure définie par l'utilisateur r_{cut} :

- Si $r < r_{cut}$, la particule secondaire n'est pas produite et son énergie est déposée de manière continue le long du pas de la particule primaire.
- Si $r > r_{cut}$, la particule secondaire est produite et son dépôt d'énergie dans le milieu est suivie pas à pas jusqu'à ce qu'elle s'arrête.

Les figures 5.13 montrent l'influence du paramètre r_{cut} sur le nombre de photons de scintillation produits pour les trois valeurs de k_B choisies et pour une énergie d'électrons incidents de 150 keV et de 1 MeV. Quelles que soient l'énergie et la valeur de k_B , l'évolution globale du nombre de photons produits en fonction de r_{cut} est similaire. On peut découper cette évolution en quatre régions distinctes :



(a)



(b)

FIGURE 5.13: Evolution du nombre de photons de scintillation produits par un électron de 150 keV (a) et de 1 MeV (b) en fonction de la valeur de r_{cut} pour différentes valeurs de k_B .

- $r_{cut} < 10^{-3}$ mm : pour l'ensemble de ces valeurs, le nombre de photons de scintillation émis est constant. La valeur de $r_{cut} = 10^{-3}$ mm correspond à un seuil en énergie de production des particules secondaires de 990 eV. Ce seuil en énergie reste le même pour toutes les autres valeurs de $r_{cut} < 10^{-3}$ mm, en effet, ce seuil correspond à la valeur minimale pouvant être appliquée dans GEANT4 (pour la majorité des modèles électromagnétiques). Dans cette situation, l'intégralité des particules secondaires sont générées, autorisant le suivi de particules pour lesquelles le pouvoir d'arrêt est très important. L'effet de saturation pourra donc être important dans ce cas, ce qui conduit à un nombre de photons de scintillation relativement faible.
- 10^{-3} mm $< r_{cut} < 10^{-2}$ mm : le nombre de photons de scintillation augmente brusquement dans cet intervalle, traduisant un effet de saturation de Birks moins important. Ceci s'explique par l'augmentation du seuil en énergie de production des particules secondaires qui atteint une valeur de 31 keV pour $r_{cut} = 10^{-2}$ mm.
- 10^{-2} mm $< r_{cut} < 10^{-1}$ mm : dans cette zone, le nombre de photons émis, dans le cas d'un électron de 1 MeV, continue à augmenter légèrement alors qu'il s'est stabilisé pour un électron incident de 150 keV. La valeur $r_{cut} = 10^{-1}$ mm correspond à un seuil en énergie de 114 keV. Ainsi, dans l'intervalle en énergie 31-114 keV, un électron de 1 MeV peut facilement créer un électron secondaire, ce qui devient moins probable pour un électron de 150 keV. Dans ce dernier cas, aucune particule secondaire n'est créée et l'effet de Birks est donc moins important..
- $r_{cut} > 10^{-1}$ mm : quelle que soit l'énergie de l'électron incident (150 keV et 1 MeV) le nombre de photons de scintillation produits reste constant puisque le parcours de l'électron se situe sous le seuil de production des particules secondaires. L'intégralité de son énergie est déposée de façon continue le long de son parcours.

La correction de Birks, comme celle de Cerenkov, donne le facteur à appliquer sur l'énergie déposée, normalisé à 1 pour des électrons de 1 MeV. Pour regarder si cette correction est affectée par le choix du seuil r_{cut} , il faut regarder si l'évolution du nombre de photons en fonction de ce seuil varie, ou pas, de façon identique entre 1 MeV et les autres énergies. Nous allons le vérifier en calculant le rapport entre le nombre de photons produits à 1 MeV et celui obtenu à 150 keV (figure 5.14 : rapport entre les figures 5.13a et 5.13b). De la même façon que précédemment, on peut distinguer quatre zones correspondant aux différents seuils de production des particules secondaires. Le nombre de particules secondaires produites étant toujours plus important pour l'électron de 1 MeV que celui de 150 keV, les variations de seuil auront un effet différent et plus grand sur l'électron de 1 MeV que sur l'électron de 150 keV.

Nous voyons qu'il est possible d'obtenir le même impact de la saturation de Birks pour plusieurs couples de valeurs (r_{cut} et k_B). Par exemple, un rapport de $\sim 0,137$ peut être obtenu avec une constante de Birks à 0,17 mm/MeV et $r_{cut} > 10^{-1}$ mm, ou bien avec $k_B = 0,22$ mm/MeV et $r_{cut} < 10^{-3}$ mm. Ainsi, une mesure expérimentale de l'atténuation de Birks entre 1 MeV et 150 keV donnera plusieurs couples (r_{cut} et k_B). Dans la suite de cette étude, nous choisirons d'utiliser la valeur de k_B associée à la valeur du paramètre r_{cut} qui sera utilisé dans les simulations, à savoir 10^{-3} mm.

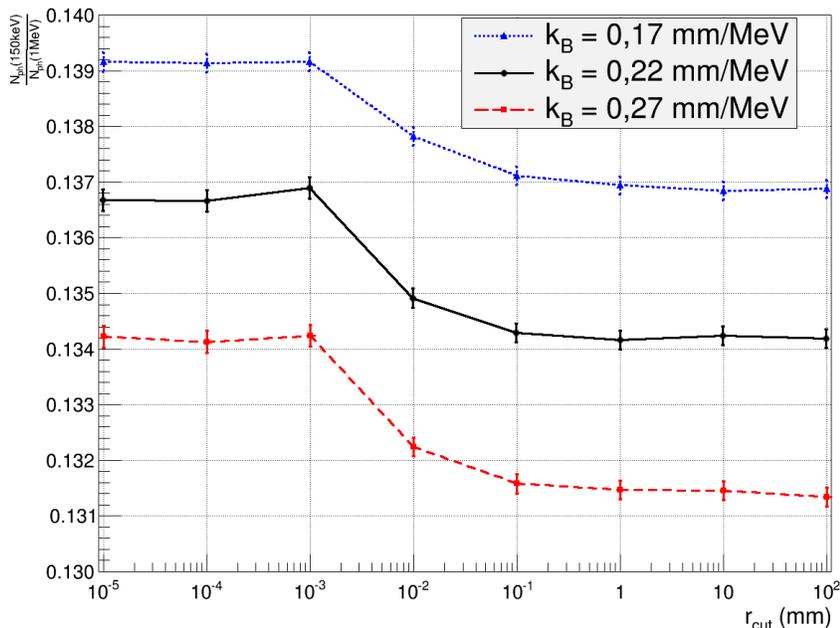


FIGURE 5.14: Evolution du rapport du nombre de photons de scintillation générés par l'interaction d'un électron de 150 keV et de 1 MeV en fonction de r_{cut} pour différentes valeurs de k_B .

5.1.3.3 Détermination de la correction de Birks C_{Birks}

Afin de déterminer la correction de Birks C_{Birks} à appliquer sur l'énergie déposée pour obtenir l'énergie visible prenant en compte la saturation de Birks, nous avons simulé des électrons d'énergies différentes sur la face d'entrée du scintillateur en position centrale. Les simulations ont été réalisées avec une constante k_B égale à 0,22 mm/MeV. La comparaison de données mesurées et simulées que nous présenterons plus loin a guidé le choix de cette valeur de k_B . La figure 5.15 représente l'allure de la correction de Birks modélisée à l'aide de la simulation et normalisée à 1 pour des électrons de 1 MeV¹. Cette correction s'écrit donc :

$$C_{Birks} = \frac{N_{Birks}^{prod}(E) \times 1}{N_{Birks}^{prod}(1 \text{ MeV}) \times E} \quad (5.1.9)$$

avec N_{Birks}^{prod} le nombre total de photons produits lorsque l'atténuation de Birks est modélisée et E l'énergie réellement déposée par l'électron en MeV.

On constate que les effets non-linéaires sont très visibles pour des électrons incidents de basses énergies. Le facteur de correction C_{Birks} est de l'ordre de 0,92 pour des électrons de 150 keV et de 0,79 pour des électrons de 50 keV. L'erreur systématique sur cette correction est liée à l'erreur statistique sur la détermination de la valeur de la constante de Birks k_B et à une erreur systématique reflétant les variations de composition des scintillateurs que nous estimerons à 25 % et qui sera déterminée plus précisément avec les données du calorimètre de SuperNEMO. L'erreur relative sur la correction C_{Birks} est respectivement de l'ordre de 1,8 % et 0,4 % pour une énergie de 150 keV (seuil haut de l'acquisition) et de 3000 keV (énergie disponible de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se).

1. Le nombre absolu de photons émis à 1 MeV a été fixé dans la simulation pour reproduire les résolutions en énergie mesurées.

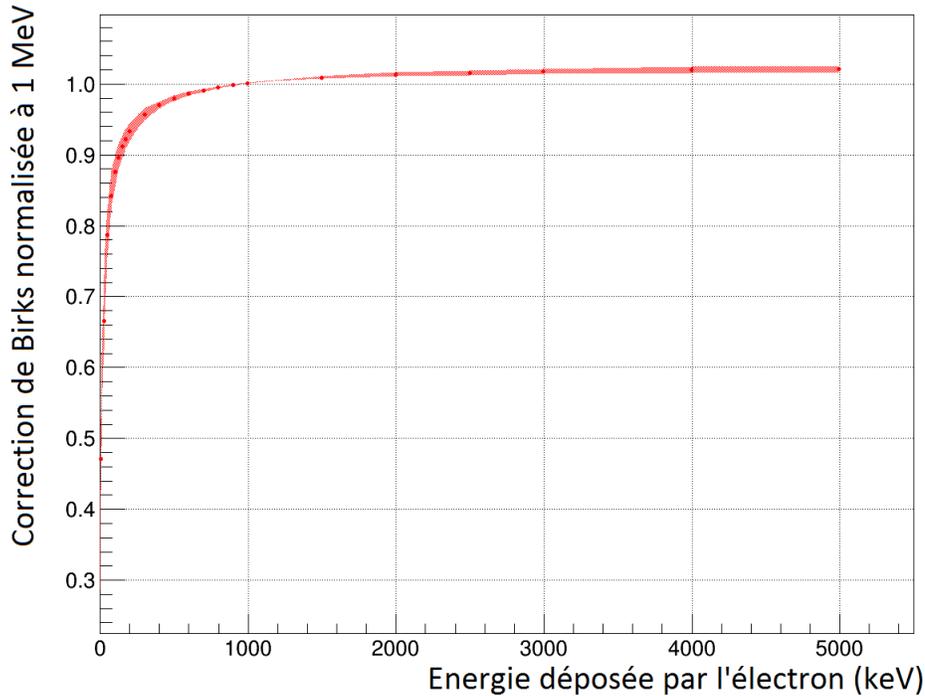


FIGURE 5.15: Evolution de la correction de Birks C_{Birks} en fonction de l'énergie déposée par l'électron incident. Les points correspondent à la correction obtenue avec les paramètres nominaux du modèle optique considéré et son contour comprend les incertitudes statistiques et systématiques associées à cette correction.

5.1.4 Facteur de correction Géométrique-Birks-Cerenkov

L'objectif de cette section est de montrer l'effet de l'ensemble des trois corrections précédemment définies sur l'énergie visible mesurée pour des électrons ou pour des rayonnements gamma. Dans un premier temps, nous allons seulement détailler l'impact des deux corrections Birks et Cerenkov afin de montrer comment la combinaison de ces effets non linéaires sur la production de la lumière modifie l'énergie visible liée à l'interaction d'un électron. Dans un second temps, nous regarderons comment cette correction Birks-Cerenkov C_{BC} s'applique aux rayonnements gamma dont l'interaction revient à produire un ou des électrons. Enfin, dans un dernier temps, nous rajouterons la correction géométrique.

5.1.4.1 Facteur de correction Birks-Cerenkov appliqué aux électrons

La correction Cerenkov $C_{Cerenkov}$ et la correction de Birks C_{Birks} ont été déterminées à l'aide d'électrons monoénergétiques. La correction totale prenant en compte ces deux effets correspond au produit de ces deux corrections. Les figures 5.16 représentent la correction Cerenkov, la correction de Birks ainsi que la correction combinée des deux effets C_{BC} pour des électrons incidents de différentes énergies. 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 de $C_{Cerenkov}$ et C_{Birks} sont similaires. Les erreurs associées à chacune des corrections Birks et Cerenkov correspondent aux erreurs statistiques et systématiques définies dans les paragraphes précédents.

L'erreur sur la correction de Birks-Cerenkov est la somme quadratique des erreurs associées aux deux corrections individuelles. On constate que les erreurs sur la correction totale C_{BC} sont dominées par l'incertitude sur la valeur de la constante de Birks.

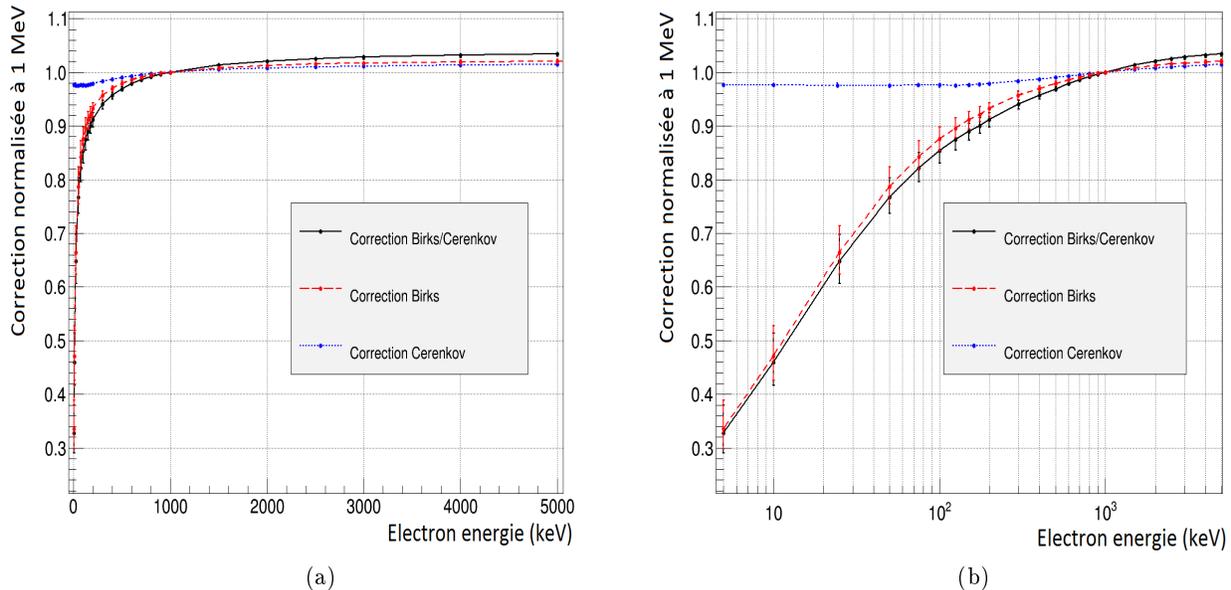


FIGURE 5.16: Représentations linéaire (a) et logarithmique (b) de l'évolution des corrections $C_{Cerenkov}$, C_{Birks} et C_{BC} en fonction de l'énergie de l'électron incident au centre de la face avant du scintillateur.

Nous voyons de nouveau combien la correction développée introduit une distorsion importante sur la reconstruction de l'énergie visible qui était supposée linéaire jusqu'à présent. Ainsi, par exemple, pour un électron de 50 keV (seuil bas de l'acquisition), l'énergie visible sera réduite de 25 %. L'objectif du calorimètre de SuperNEMO est de connaître à mieux que 1 % l'énergie déposée par les particules. On s'aperçoit que, sans la prise en considération des effets de distorsion, cette précision n'est accessible dans les simulations que dans une gamme d'énergie relativement restreinte, entre 800 et 1400 keV. La mise au point de ces corrections en énergie et leur application dans l'analyse des données du démonstrateur SuperNEMO sont donc indispensables.

5.1.4.2 Facteur de correction Birks-Cerenkov appliqué aux rayonnements gamma

Contrairement aux électrons, il n'est pas possible de connaître le nombre ainsi que les lieux d'interactions d'un rayonnement gamma dans un scintillateur. Cependant, la simulation Monte-Carlo est un outil extrêmement puissant dans ce cas, nous permettant de prédire la façon dont vont interagir ces rayonnements en moyenne.

Les figures 5.17 montrent la distribution du nombre d'interactions d'un rayonnement gamma de 1 MeV et 2,615 MeV² généré en direction de toute la face avant du scintillateur et lorsque l'intégralité de leurs énergies est déposée. Sur ces deux représentations, on constate que le nombre

2. Rayonnement gamma de plus haute énergie de la radioactivité naturelle (émis par le ²⁰⁸Tl).

d'interactions d'un rayonnement dans les blocs de SuperNEMO peut être très important (maximum de 36 pour des rayonnements gamma de 1 MeV et 37 pour les rayonnements gamma de 2615 keV). En effet, à partir des coefficients d'atténuation linéique présentés au cours du chapitre 3 (voir figure 3.4a), nous avons pu observer que le processus dominant pour les énergies considérées dans le cadre des rayonnements issus de la radioactivité naturelle était la diffusion Compton. Le nombre moyen d'interaction peut varier en fonction de l'énergie des rayonnements mais se situe en moyenne autour de 15-16 interactions pour que l'intégralité de l'énergie du rayonnement soit déposée. Cependant, dans le cas général sans condition sur l'énergie déposée dans le scintillateur, ce nombre est en moyenne autour de 4-5 interactions.

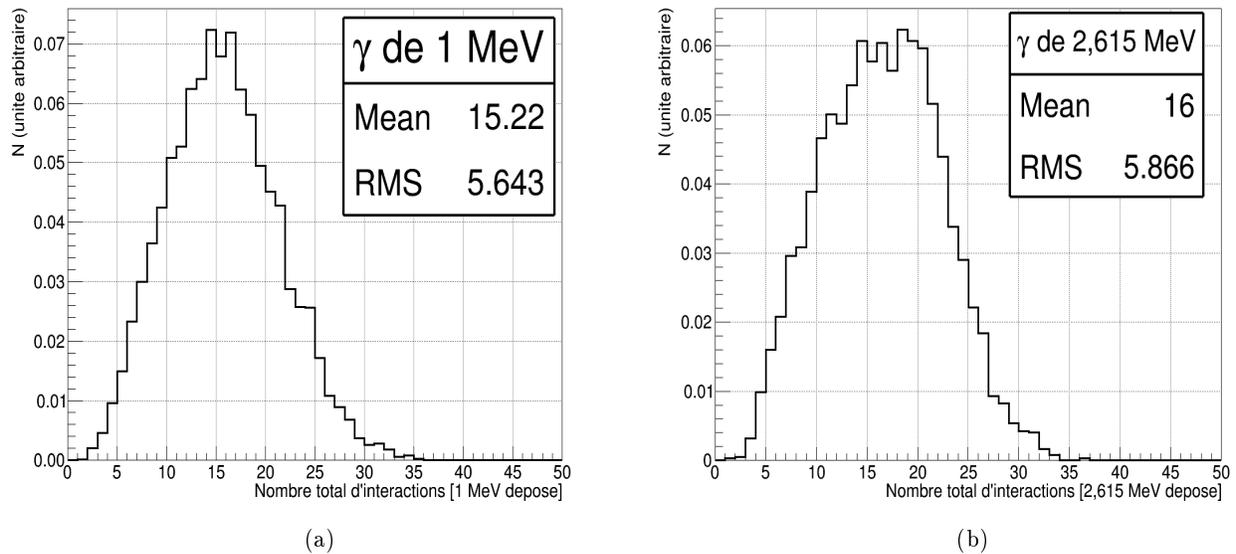


FIGURE 5.17: Distributions du nombre d'interactions ayant conduit à un dépôt d'énergie total par les rayonnements gamma de 1 MeV (a) et 2,615 MeV (b) envoyés sur la face avant du scintillateur.

Les figures 5.18 montrent l'énergie moyenne déposée par le rayonnement gamma lors de ses interactions successives. On peut distinguer que la plus grande partie de l'énergie déposée par un rayonnement gamma intervient lors de sa première interaction, caractéristique de l'allure du front Compton [123]. Par la suite, l'énergie du rayonnement gamma étant significativement moins importante, celui-ci va subir un certain nombre de diffusions Compton jusqu'à être absorbé par effet photoélectrique. Ainsi, le dépôt total en énergie d'un rayonnement gamma doit être vu comme plusieurs énergies déposées par des électrons. L'excitation des molécules fluorescentes du scintillateur se faisant par l'intermédiaire d'électrons, cela signifie que les différentes corrections mises au point précédemment s'appliqueront sur chaque dépôt d'énergie réalisé par le rayonnement gamma. Nous devinons alors que l'effet de l'application de la correction Birks-Cerenkov C_{BC} dans le cas de l'interaction d'un rayonnement gamma d'énergie E sera plus important que dans le cas d'un électron de même énergie E .

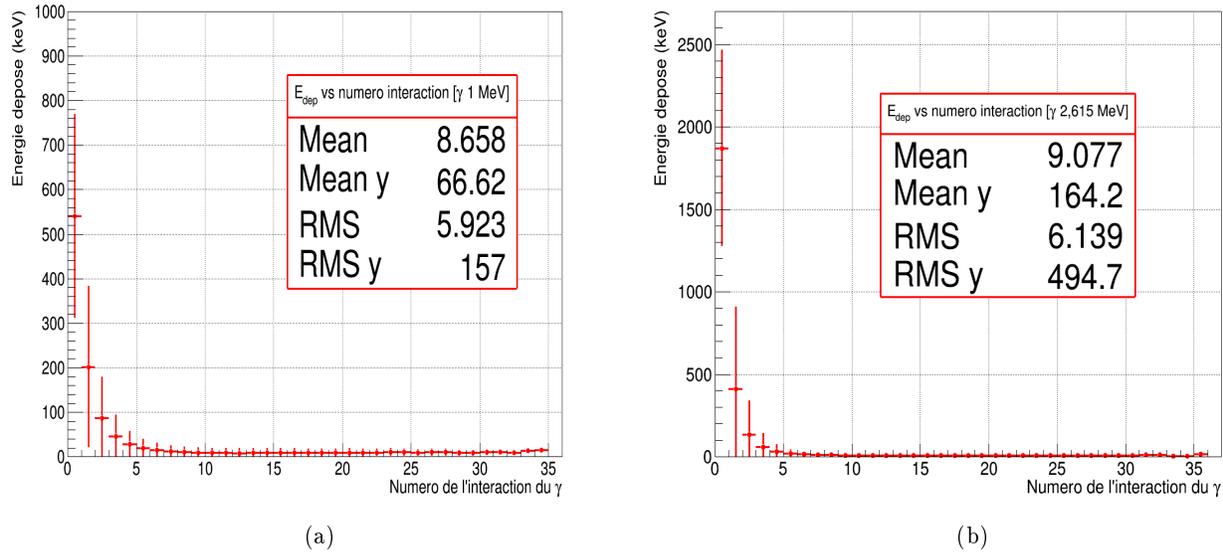


FIGURE 5.18: Energies déposées par les rayonnements gamma de 1 MeV (a) et 2,615 MeV (b) pour chacune des interactions dans le scintillateur. Les erreurs associées à chaque point correspondent à l'écart type de la distribution considérée.

Ceci est illustré sur la figure 5.19 qui représente l'énergie visible (obtenue avec la correction C_{BC}) en fonction de l'énergie réellement déposée par des rayonnements gamma de 500, 1000, 2000 et 2615 keV et des électrons de 0 à 3 MeV. Comme précédemment, les valeurs centrales et les erreurs associées correspondent respectivement à la moyenne et à la moyenne quadratique de la distribution.

On s'aperçoit que les quatre courbes associées aux rayonnements gamma sont systématiquement situées en-deçà de la courbe obtenue pour des électrons incidents de même énergie. Ceci est encore plus visible lorsque le rayonnement dépose la totalité de son énergie initiale. En effet, dans ce cas, comme nous venons de le voir (figures 5.18), un dépôt total d'énergie correspond à un très grand nombre d'interactions avec création d'électrons de faibles énergies pour lesquels l'effet Birks-Cerenkov est important. Rappelons toutefois que nous n'avons appliqué ici que les corrections de Birks et Cerenkov, les rayonnements gamma interagissant plus en profondeur que les électrons, l'effet de la correction géométrique doit être à présent regardé.

5.1.4.3 Facteur de correction Géométrique-Birks-Cerenkov

La figure 5.20 correspond à la même figure que précédemment (énergie visible en fonction de l'énergie réellement déposée par des rayonnements gamma de 500, 1000, 2000 et 2615 keV et des électrons de 0 à 3 MeV) mais avec l'ajout de la correction géométrique, c'est à dire en appliquant la correction totale C_{GBC} correspondant au produit de chacune des trois corrections (géométrique, Birks et Cerenkov). La première constatation est que cette correction décale les différentes courbes des rayonnements gamma au dessus de celle définie pour les électrons, excepté lorsque le rayonnement gamma dépose toute son énergie. On constate aussi l'augmentation des barres d'erreurs. En effet, comme évoqués précédemment, la correction géométrique peut varier de 0,9 à 1,5 en fonction du lieu d'interaction. Cela occasionne une dispersion supplémentaire de l'énergie visible. La prise en compte de l'intégralité des corrections s'avère capitale dans l'objectif de reproduire les spectres en énergie obtenus avec les rayonnements gamma.

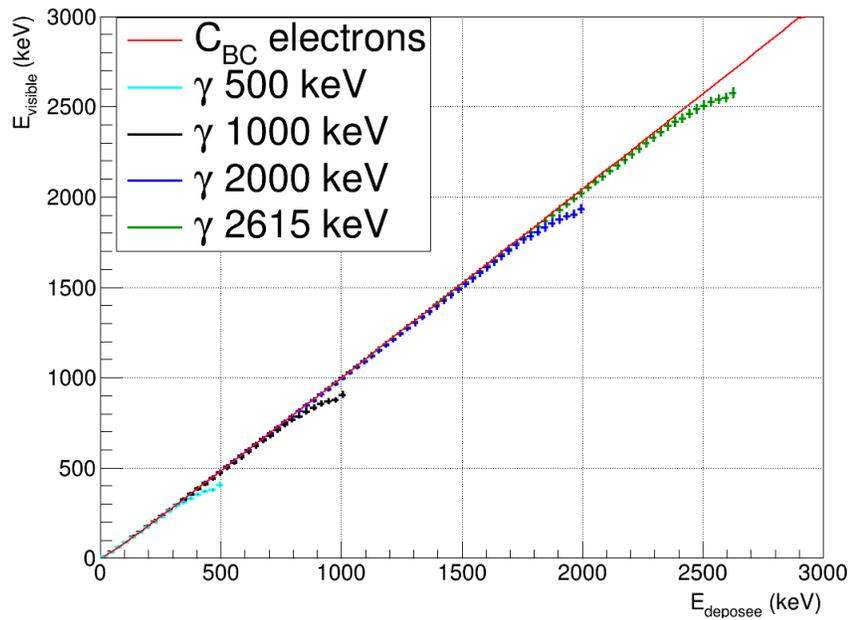


FIGURE 5.19: Energies visibles obtenues avec la correction C_{BC} appliquée sur l'énergie déposée par des rayonnements gamma incidents sur la face avant du scintillateur de 500, 100, 2000 et 2615 keV. Comparaison avec l'énergie visible également obtenue avec la correction C_{BC} appliquée sur l'énergie déposée par un électron simulé au centre de la face avant du scintillateur.

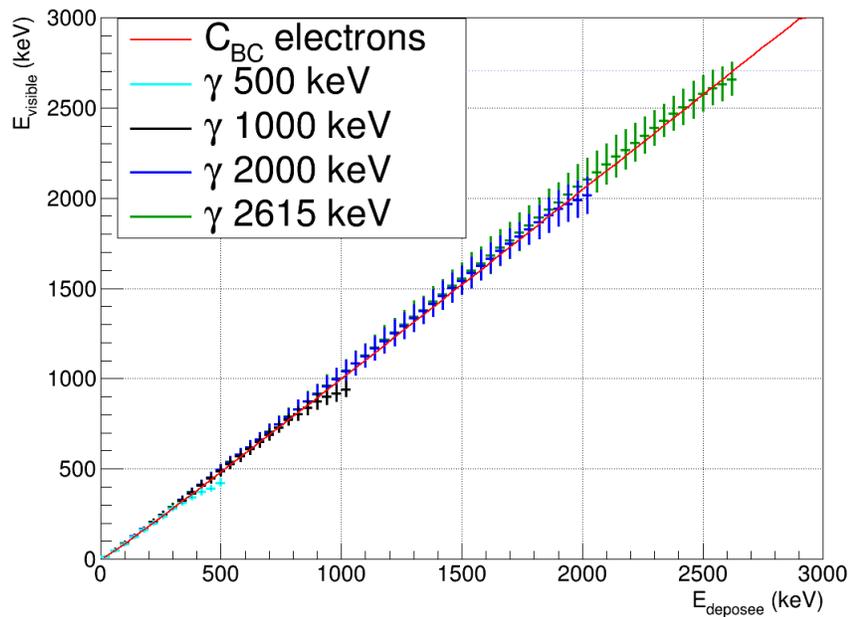


FIGURE 5.20: Energies visibles obtenues avec la correction totale C_{GBC} appliquée sur l'énergie déposée par des rayonnements gamma incidents sur la face avant du scintillateur de 500, 100, 2000 et 2615 keV. Comparaison avec l'énergie visible également obtenue avec la correction C_{GBC} appliquée sur l'énergie déposée par un électron simulé au centre de la face avant du scintillateur.

5.1.5 Validation de la correction Géométrique-Birks-Cerenkov C_{GBC} avec les données des modules optiques de SuperNEMO

Les différentes corrections déterminées par le biais de la modélisation optique (C_{Geom} , $C_{Cerenkov}$ et C_{Birks}) devraient donner une représentation plus réaliste des dépôts d'énergie réalisés dans les modules optiques de SuperNEMO. Les paragraphes suivants vont permettre de valider ces trois corrections.

5.1.5.1 Validation avec une source de ^{207}Bi

Protocole expérimental

Nous avons utilisé une source de ^{207}Bi pour comparer les spectres expérimentaux correspondants aux spectres simulés et corrigés en énergie visible. La figure 5.21 représente la configuration dans laquelle ont été réalisées les mesures. La source de ^{207}Bi a été positionnée à quelques centimètres du centre de la face avant du scintillateur. Les plaques (PMMA et aluminium) sur lesquelles la source était disposée (configuration courante de la boîte noire) ont été également prises en compte dans la géométrie simulée. De plus, afin de pouvoir correctement distinguer les contributions liées aux rayonnements gamma de celles liées aux électrons, un absorbeur en aluminium d'une épaisseur de 3 mm a pu être utilisé. En effet, le ^{207}Bi est caractérisé par l'émission de rayonnements gamma et d'électrons de conversion.

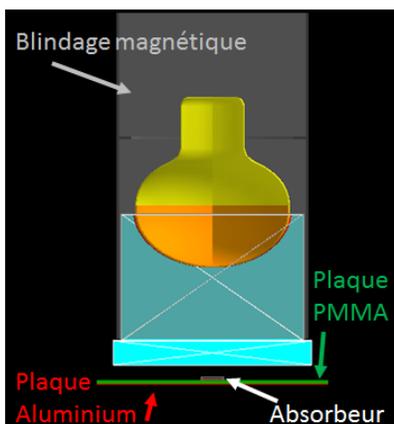


FIGURE 5.21: Représentation simulée de la configuration utilisée pour la mesure des spectres gamma et électrons d'une source de ^{207}Bi .

Plusieurs phases d'acquisitions ont été réalisées (figure 5.22) :

1. Une mesure de la contribution du bruit de fond environnant lorsque la source de ^{207}Bi n'est pas présente sous le module optique.
2. Une mesure avec la source de ^{207}Bi positionnée à quelques centimètres de la face avant du scintillateur et sans la présence de l'absorbeur en aluminium. Ainsi, nous sommes capables, par une soustraction du spectre de bruit de fond, d'obtenir la contribution liée à la seule source de ^{207}Bi . Il peut cependant exister quelques écarts dans le cas d'un effet d'empilement entre les rayonnements issus de la source et ceux issus de la radioactivité environnante.
3. Une mesure avec la source de ^{207}Bi positionnée à quelques centimètres de la face avant du scintillateur mais avec, cette-fois ci, la présence de l'absorbeur en aluminium afin de stopper

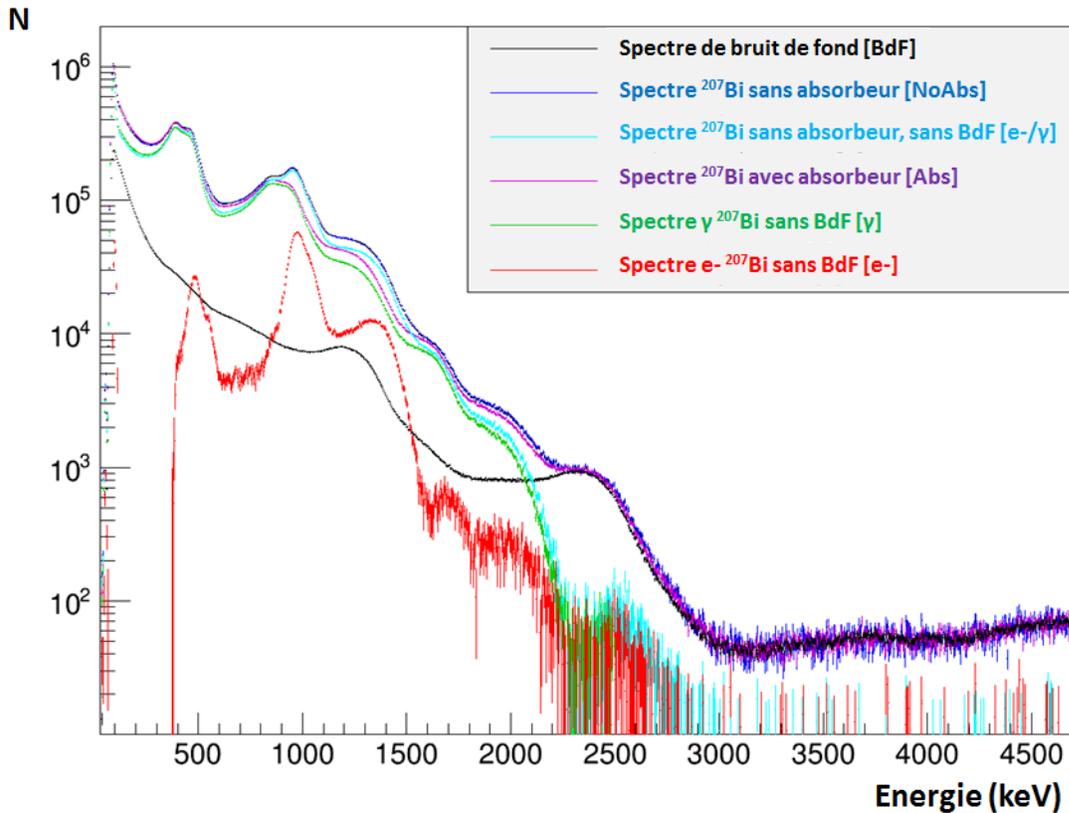


FIGURE 5.22: Spectres expérimentaux obtenus dans différentes configurations d'acquisitions avec la source de ^{207}Bi placée au centre de la face avant du module optique SuperNEMO.

la contribution des électrons. Ainsi, si l'on soustrait le spectre de bruit de fond à ce spectre, nous accédons au spectre correspondant à la contribution des rayonnements gamma du ^{207}Bi .

4. Enfin, à partir du spectre total du ^{207}Bi et du spectre des rayonnements gamma de cette même source, nous sommes capables par le biais d'une dernière soustraction d'obtenir le spectre en énergie des électrons seuls émis par le ^{207}Bi . Cependant, un effet d'empilement pouvant exister entre les électrons et les rayonnements gamma de la source, la soustraction ne permet pas de s'affranchir de la totalité des interactions gamma contribuant au spectre, comme nous le verrons par la suite.

Chacune des étapes énoncées précédemment, exceptée la contribution du bruit de fond, a également été simulée afin de prendre en compte les possibles effets d'empilement.

Étalonnage de la réponse du module optique

La simulation permet de transformer tous les dépôts en énergie $E_{déposée}^{sim}$ en énergie visible $E_{visible}^{sim}$ à l'aide de la correction C_{GBC} .

La mesure donne accès à une charge visible $Q_{visible}^{mes}$ qui peut être convertie en énergie déposée $E_{déposée}^{mes}$ mais uniquement pour les points dont l'énergie déposée est connue, c'est-à-dire pour les

principaux électrons émis par la source. Or, les charges visibles situées entre les points d'étalonnage ont été impactées par les effets physiques et réels d'émission et de collection de la lumière dans le module optique et ont donc subi des distorsions qui ne sont pas linéaires en énergie. Cet étalonnage linéaire ne peut donc associer correctement à chaque charge visible mesurée $Q_{visible}^{mes}$ son énergie déposée $E_{déposée}^{mes}$.

Pour reproduire dans les données simulées cet effet de transformation linéaire de charge visible en énergie calibrée, il est donc nécessaire de transformer de la même façon l'énergie visible simulée $E_{visible}^{sim}$ en une énergie calibrée par une transformation linéaire basée sur les mêmes points d'étalonnage. Cette même procédure de transformation des données réelles et simulées est indispensable pour pouvoir comparer les spectres issus de la mesure et de la simulation.

La figure 5.23 montre l'ajustement linéaire des données simulées par une fonction affine de type $E_{calibrée}^{sim} = p1 \times E_{visible}^{sim} + p0$. Les deux points situés sur la courbe correspondent en X aux énergies déposées par les deux électrons de conversion du ^{207}Bi , et en Y à l'énergie calibrée qui, pour ces deux points, correspond à l'énergie visible calculée avec la correction C_{GBC} . De plus, les incertitudes au niveau des points (trop petites pour apparaître sur la figure) prennent en compte les systématiques sur la correction C_{GBC} ainsi que les erreurs sur l'ajustement des distributions des pics en énergie.

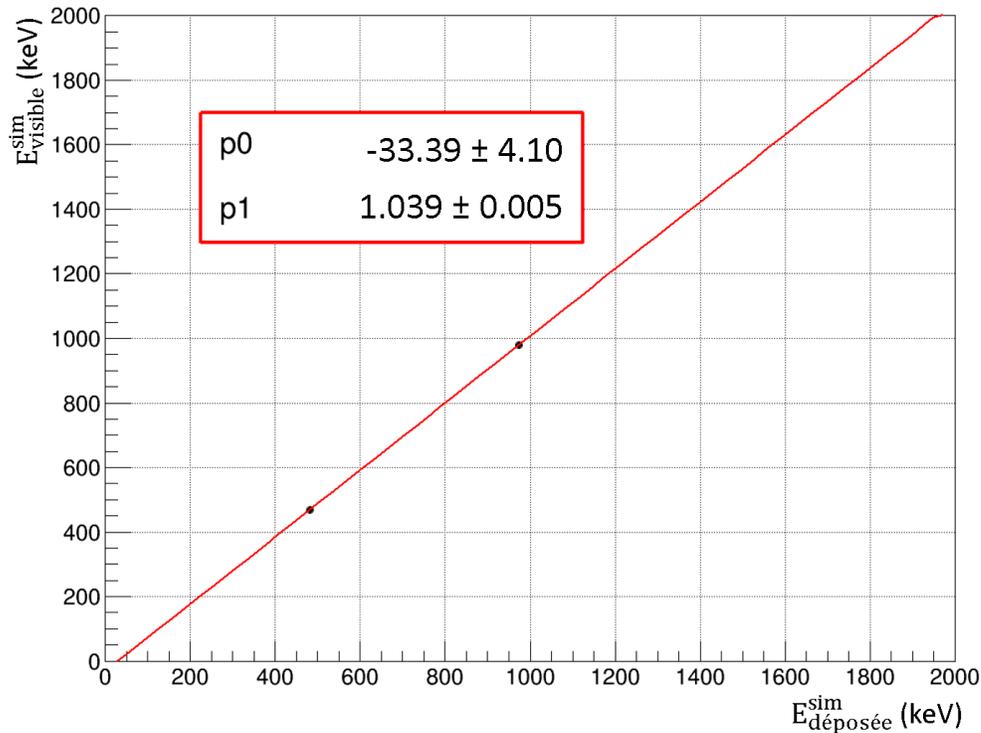


FIGURE 5.23: Ajustement linéaire associant l'énergie réellement déposée dans le scintillateur à l'énergie calibrée correspondant à l'énergie visible corrigée par la correction C_{GBC} pour les deux électrons de conversions émis par le ^{207}Bi .

Par ailleurs, sur cet ajustement linéaire, on constate un intercept (correspondant à $E_{calibrée}^{sim} = 0$) non nul au niveau de l'axe des abscisses qui reflète un effet non physique correspondant aux distorsions en énergie qui ne sont pas visibles entre les points d'étalonnage. Ainsi une énergie visible

nulle est associée à une énergie déposée de 32 ± 8 keV dans les simulations. Cet intercept non nul était également visible dans l'étalonnage des données réelles et mesuré à 29 ± 2 keV. Cette similitude semble déjà prouver l'existence des effets non linéaires en énergie que nous avons pris en compte dans la simulation. De plus, cet intercept n'est pas sans rappeler les valeurs obtenues lors de l'étalonnage en énergie des modules optiques de NEMO3 avec un intercept de l'ordre de 30 ± 10 keV [171].

Comparaison des spectres électrons mesurés et simulés

Nous sommes donc en mesure de comparer le spectre expérimental et les simulations, avec et sans application de la correction C_{GBC} , correspondant à la distribution d'énergie calibrée des électrons (figure 5.24). Sur le spectre mesuré, on constate bien la présence des deux pics principaux des électrons de conversion du ^{207}Bi . On aperçoit également une bosse aux alentours de 1300 keV liée à l'empilement entre un des deux électrons et un rayonnement gamma qui, comme attendu, n'a pas pu être éliminé par la soustraction du spectre gamma. On observe aussi un nombre d'événements négatifs à basse énergie (< 400 keV) qui s'explique par ce même effet d'empilement qui décale les électrons attendus à basse énergie vers la bosse à haute énergie.

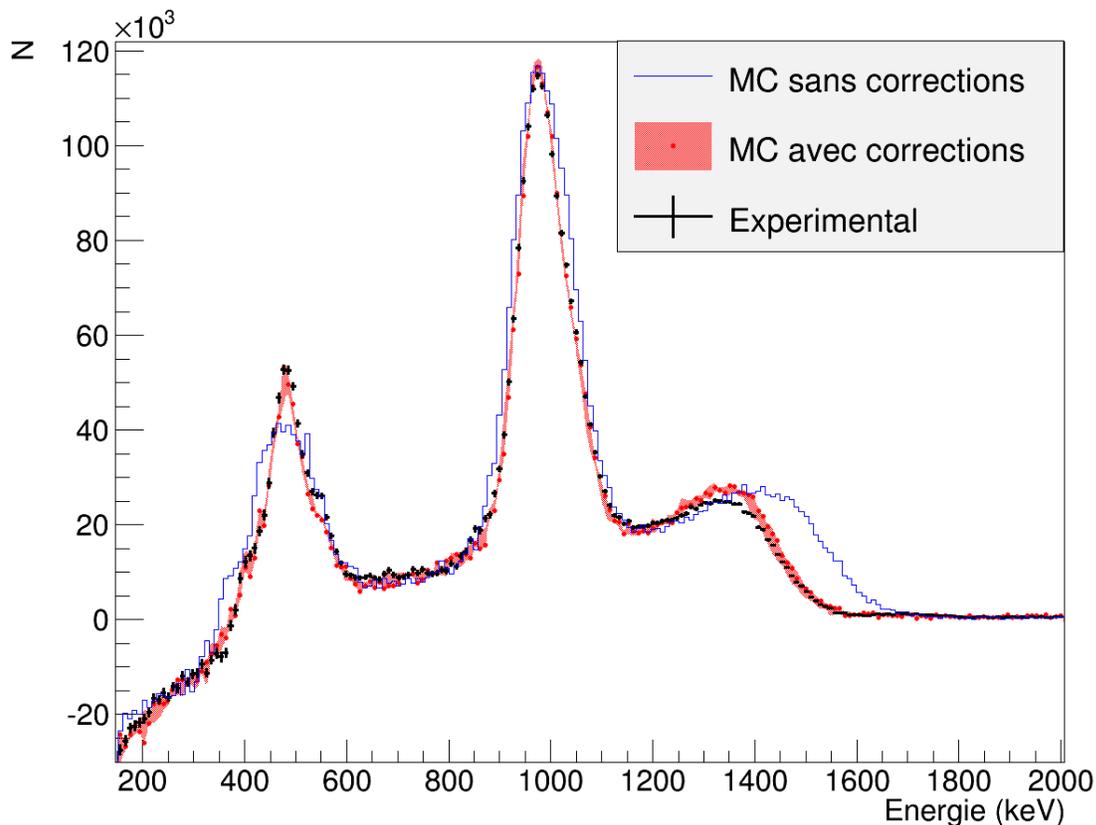


FIGURE 5.24: Comparaison des spectres en énergie des électrons du ^{207}Bi obtenus expérimentalement (noir) ainsi que par les simulations avec (rouge) et sans (bleu) application de la correction en énergie C_{GBC} . Le contour associé au spectre avec application de la correction C_{GBC} correspond à la propagation des erreurs systématiques et statistiques de C_{GBC} .

Concernant les spectres obtenus avec GEANT4, on constate que la simulation sans application de la correction C_{GBC} (courbe bleue figure 5.24) est incapable de reproduire correctement l'allure du spectre mesuré (points noirs figure 5.24). Premièrement, le rapport simulé entre l'amplitude des deux pics principaux est différent de celui des données expérimentales. Deuxièmement, la largeur de ces pics semble être plus importante dans la simulation. Enfin, la bosse à haute énergie liée à l'empilement électron-gamma se retrouve décalée de 150 keV par rapport aux données. L'ensemble de ces problèmes est réglé par la prise en compte de la correction en énergie C_{GBC} (courbe rouge figure 5.24). Les contours associés à ce spectre correspondent à la propagation des erreurs systématiques et statistiques sur la correction C_{GBC} .

L'explication de la résolution de ces trois problèmes est possible en s'appuyant sur les résultats de la figure 5.25 qui montre comment évolue le spectre en énergie lors de l'application individuelle de chaque correction C_{Geom} et C_{BC} . En effet, on peut constater que la correction géométrique (courbe verte figure 5.25) n'affecte que très peu l'énergie des électrons dans la configuration choisie, la source étant positionnée au centre de la face avant et très proche du scintillateur. Cette correction a un léger impact sur la bosse d'empilement étant donné que celle-ci est liée à des dépôts en énergie induits en partie par des rayonnements gamma. Ces derniers pouvant interagir plus profondément dans le scintillateur, cette contribution se retrouve un peu décalée vers des énergies plus élevées.

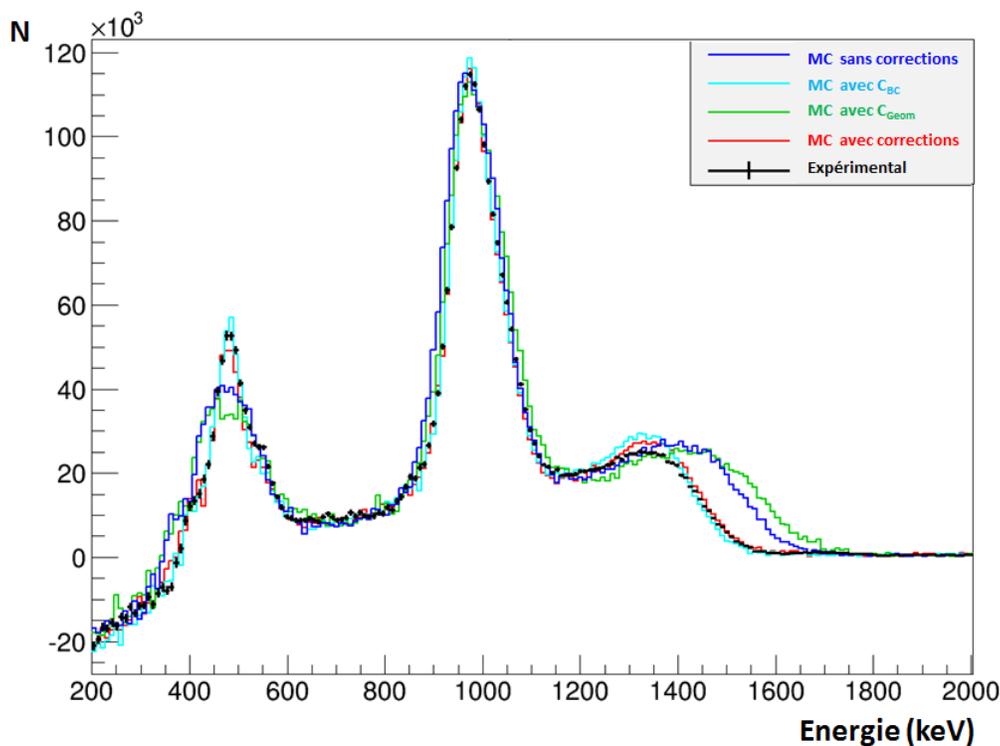


FIGURE 5.25: Comparaison des spectres en énergie des électrons du ^{207}Bi obtenus expérimentalement et simulés avec l'application séparée des différentes corrections en énergies C_{Geom} , C_{BC} et C_{GBC} .

En ce qui concerne les deux pics correspondant aux électrons de conversion, il apparait très clairement que la seule application de la correction de Birks-Cerenkov (courbe cyan figure 5.25) permet de résoudre l'ensemble des problèmes associés à ces deux pics (amplitude et largeur). En effet, l'émission d'un électron de conversion est toujours accompagnée d'un rayon-X dont l'énergie empilée

avec celle de l'électron deviendra quasiment négligeable lors de l'application de la saturation de Birks. C'est la raison pour laquelle les largeurs des deux pics diminuent dans le cas où la correction C_{BC} est appliquée. La bosse d'empilement à haute énergie est quant à elle décalée vers les plus basses énergies, l'énergie visible des rayonnements gamma associés à cette bosse étant diminuée du fait des interactions multipliées liées au processus Compton.

Spectre gamma du ^{207}Bi

De manière similaire à ce qui a été réalisé précédemment, nous allons regarder comment les corrections en énergie impactent le spectre induit uniquement par les rayonnements gamma du ^{207}Bi .

La figure 5.26 représente le spectre expérimental (en noir) ainsi que les spectres simulés avec (en rouge) et sans (en bleu) application des corrections en énergie. Comme cela a été le cas avec les électrons, on constate qu'une simulation de base réalisée avec GEANT4 sans corrections est incapable de reproduire les différentes structures observées sur les données expérimentales. L'application des corrections aux données simulées permet de retrouver ces structures. L'amplitude des pics est respectée à haute énergie. À plus basse énergie, il persiste un manque d'évènements dans les données simulées. Les différents rapports d'embranchements du ^{207}Bi ayant été vérifiés, ce problème apparaît comme une non prise en compte dans la simulation des rayonnements ambiants de bruit de fond ayant pu s'empiler à basse énergie. L'étude précise des spectres gamma du ^{207}Bi ne pourra se faire que lors de la mise en route du détecteur et de la caractérisation de la réponse en énergies des modules optiques.

De la même manière que pour le spectre électron, les différents points du spectre correspondent aux valeurs obtenues avec les paramètres nominaux des corrections tandis que les contours associés reflètent la propagation des erreurs systématiques et statistiques. Même si l'accord est moins parfait que pour le spectre électron, l'amélioration obtenue par rapport à la situation sans prise en compte des corrections prouve la nécessité d'utiliser ce type de corrections en énergie dans les futures analyses de SuperNEMO.

La figure 5.27 montre l'impact individuel des différentes corrections sur l'interaction des rayonnements gamma dans le module optique. Tandis que l'unique utilisation de la correction de Birks-Cerenkov C_{BC} permettait de pouvoir expliquer la forme du spectre électron du ^{207}Bi , celle-ci n'est pas suffisante pour reproduire le comportement des dépôts en énergie liés à des rayonnements gamma. En effet, sans la correction géométrique, chacune des structures du spectre n'est pas assez étalée vers les hautes énergies. Ce phénomène est induit par la multiplication du nombre de petits dépôts en énergie créés par les rayonnements gamma qui seront plus fortement affectés par la correction C_{BC} (figures 5.18). Lorsque la correction C_{Geom} est prise en compte, les structures sont lissées. En effet, les rayonnements gamma pouvant interagir plus profondément dans le scintillateur, il arrive que certains d'entre eux déposent leur énergie à proximité immédiate de la photocathode entraînant des énergies visibles plus élevées. Ceci implique une dégradation de la résolution en énergie autre que par simple fluctuation stochastique du nombre de photons détectés.

Dans le cas de l'interaction des rayonnements gamma avec les modules optiques de SuperNEMO, les trois corrections en énergie doivent donc être utilisées. Les corrections ainsi développées sont une première étape dans la compréhension de ce qui peut se passer dans les modules optiques de SuperNEMO. Les premières données issues du calorimètre permettront par la suite d'affiner les corrections ainsi déterminées.

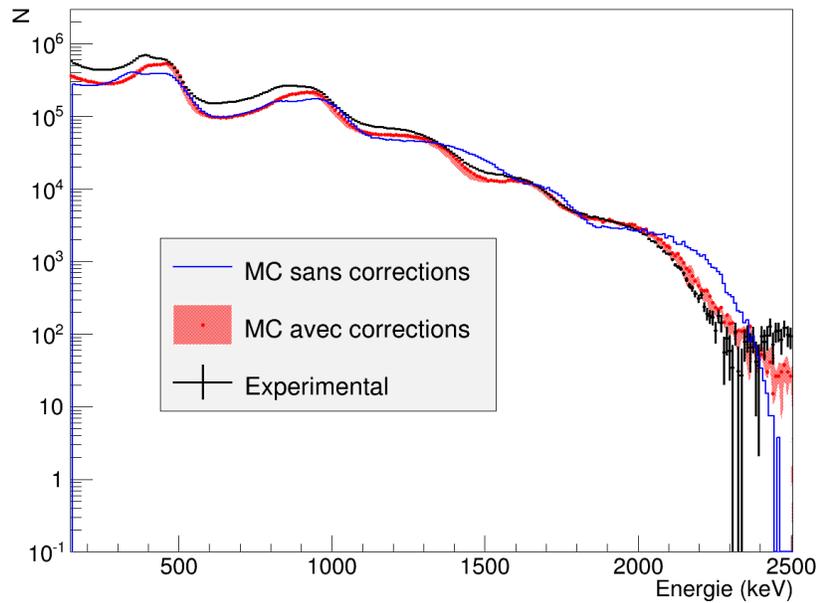


FIGURE 5.26: Comparaison des spectres gamma du ^{207}Bi obtenus expérimentalement (noir) ainsi que par les simulations avec (rouge) et sans (bleu) application des corrections en énergies. Le contour associé au spectre avec les corrections en énergies correspond à la propagation des erreurs systématiques et statistiques liées aux corrections.

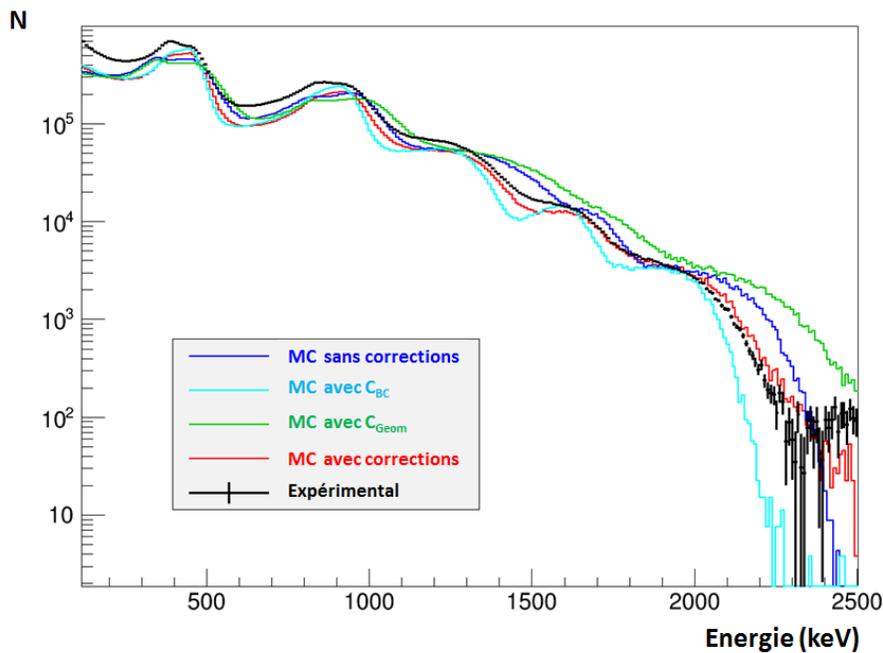


FIGURE 5.27: Comparaison des spectres en énergie des rayonnements gamma du ^{207}Bi obtenus expérimentalement et simulés avec l'application séparée des différentes corrections en énergies C_{Geom} , C_{BC} et C_{GBC} .

5.1.5.2 Validation avec le taux de comptage simple au LSM

Toujours dans l’objectif de valider les corrections en énergie, ces dernières ont aussi été appliquées dans la simulation de la mesure du taux de comptage d’un module optique 8” de SuperNEMO réalisée au Laboratoire Souterrain de Modane (section 3.2.2.4). Cette mesure avait pour objectif de déterminer le taux de comptage simple en fonction de différents seuils en énergie. Pour reproduire les données, il a été nécessaire de modéliser l’ensemble des contaminations radioactives issues des chaînes de la radioactivité naturelle de l’ensemble des matériaux du module optique. La géométrie correspondant à cette configuration est représentée sur la figure 5.28. On y aperçoit le blindage en plomb utilisé pour protéger le module des rayonnements gamma ambiants ainsi que le volume d’air compris à l’intérieur du blindage permettant la simulation du radon. Ainsi, pour chaque noyau d’une chaîne radioactive donnée, nous avons obtenu un spectre en énergie permettant de déterminer un taux de comptage lié à la radioactivité naturelle des différents éléments du module optique.

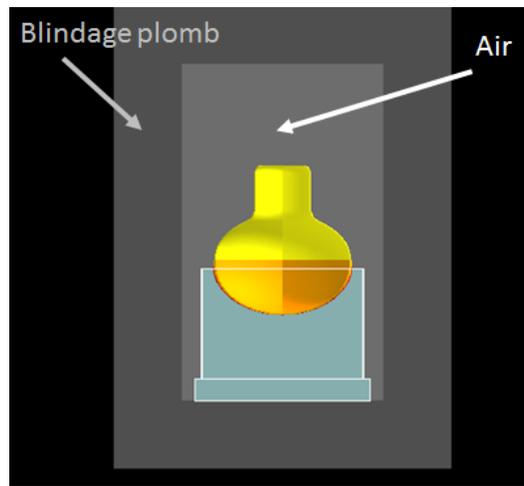


FIGURE 5.28: Représentation simulée de la configuration expérimentale utilisée pour la mesure du taux de comptage simple d’un module optique 8” de SuperNEMO au LSM.

Nous avons pu voir (figure 3.29) que le taux comptage obtenu par ces simulations était en accord avec celui mesuré pour des énergies supérieures à 1 MeV. En effet, en dessous de 1 MeV, le taux de comptage réel est plus élevé car il est difficile de reproduire par les simulations l’intégralité des rayonnements gamma pouvant se propager dans le Laboratoire. Nous nous intéresserons donc uniquement à la partie du spectre à haute énergie.

Le spectre expérimental a été obtenu à partir de la mesure de l’amplitude des signaux. L’étalonnage de ce module optique avait été réalisé précédemment au CENBG avec le spectromètre à électrons. La haute tension avait été choisie pour faire correspondre une énergie mesurée de 1 MeV à une amplitude des signaux de 300 mV. L’acquisition ayant saturé pour les hautes énergies, l’énergie maximale des spectres présentés sera limitée à 4 MeV.

Dans le cadre de cette étude, nous avons considéré les contaminations de tous les matériaux du module optique (scintillateur, photomultiplicateurs, colle RTV615, Téflon, Mylar) ainsi que le Radon naturellement présent dans l’air. Les différentes activités massiques des éléments du calorimètre ont été mesurées par spectrométrie gamma lors de la phase de production (tableau 5.7). Nous avons fait le choix de ne simuler que les noyaux dont les valeurs de contaminations radioactives n’étaient pas en limite de détection, excepté pour l’ ^{238}U dans le scintillateur dont la masse est importante. Pour le radon, le taux est de l’ordre de 15 Bq/m^3 au LSM.

Ajustement des contaminations par le spectre simulé avec corrections en énergie

Matériau	Isotope(s)	Mesure (mBq/kg)	Ajustement Simulation (mBq/kg)
Photomultiplicateur	Chaîne ^{238}U	[500; 1050]	1650 ± 250
	Chaîne ^{232}Th	[150; 600]	244 ± 12
	^{40}K	[600; 1100]	1250 ± 160
Scintillateur	Chaîne ^{238}U	$< 1,5$	$0,02 \pm 0,2$
	Chaîne ^{226}Ra	$< 0,3$	$0,7 \pm 0,6$
	Chaîne ^{232}Th	$< 0,3$	$0,6 \pm 0,2$
	^{40}K	$2,2 \pm 1,0$	$6,6 \pm 0,3$
Radon (Air)	^{222}Rn	$\sim 15 \text{ Bq/m}^3$	$45 \pm 7 \text{ Bq/m}^3$
Colle RTV615	Chaîne ^{226}Ra	$4,1 \pm 1,5$	6 ± 12
	^{40}K	611 ± 46	300 ± 5000
Mylar	Chaîne ^{226}Ra	65 ± 3	80 ± 24
	^{40}K	59 ± 17	40 ± 20

TABLE 5.7: Activités massiques (volumiques pour le radon) des contaminations radioactives mesurées pour chacun des matériaux du module optique ainsi que les valeurs obtenues par l’ajustement des données simulées après application des corrections en énergie.

L’ensemble des spectres correspondant à chacune des contributions radioactives simulées avec la prise en compte des corrections en énergie ont été ajustés pour correspondre au spectre expérimental. Pour cela, nous avons utilisé la classe TMinuit de ROOT [172] permettant d’ajuster plusieurs histogrammes à une référence donnée. Son fonctionnement se base sur les scores de log-likelihood obtenus lors de la variation des paramètres d’entrée afin de déterminer les valeurs permettant la convergence de l’ensemble des contributions. L’allure du spectre obtenu après prise en compte de la correction en énergie C_{GBC} est représentée en rouge sur la figure 5.29a et les différentes valeurs déterminées par l’ajustement sont données dans la tableau 5.7. Ces mêmes valeurs d’activité ont ensuite été réutilisées pour le spectre sans application des corrections en énergie (en bleu). Nous voyons clairement qu’il est impossible de reproduire les données mesurées sans l’introduction des corrections en énergie, notamment pour reproduire la structure observée autour de 2400 keV (liée au ^{208}Tl).

Globalement, on peut constater que les valeurs déterminées par l’ajustement sont en accord avec celles mesurées. On peut néanmoins noter que les contributions de la chaîne de ^{238}U dans le PM, du ^{222}Rn présent dans l’air du laboratoire et du ^{40}K du scintillateur présentent des désaccords. Concernant la contribution liée au PM, des mesures récentes sur de nouveaux échantillons ont montré que les isolants contenus à l’intérieur du verre du PM étaient très contaminés en ^{40}K (contribution de 45 % sur la contamination totale du PM) et en isotopes descendants de la chaîne de ^{238}U [173] (contribution de l’ordre de 10 % sur la contamination du PM). La prise en compte de ces informations peut expliquer les valeurs un peu plus élevées obtenues pour ces contaminations lors de l’ajustement. Concernant le radon, on peut remarquer, à partir de la matrice de corrélation des paramètres de l’ajustement visible sur la figure 5.29b, que les contributions liées à ^{238}U du PM et au radon sont anticorrélées. Si le PM utilisé contient des isolants parmi les plus contaminés en uranium, alors la contribution en radon pourra être diminuée et se rapprocher de la valeur mesurée au LSM. De plus, la mesure est réalisée dans un environnement fermé par le blindage dans une zone peu ventilée du LSM, qui pourraient expliquer un taux de radon local plus élevé.

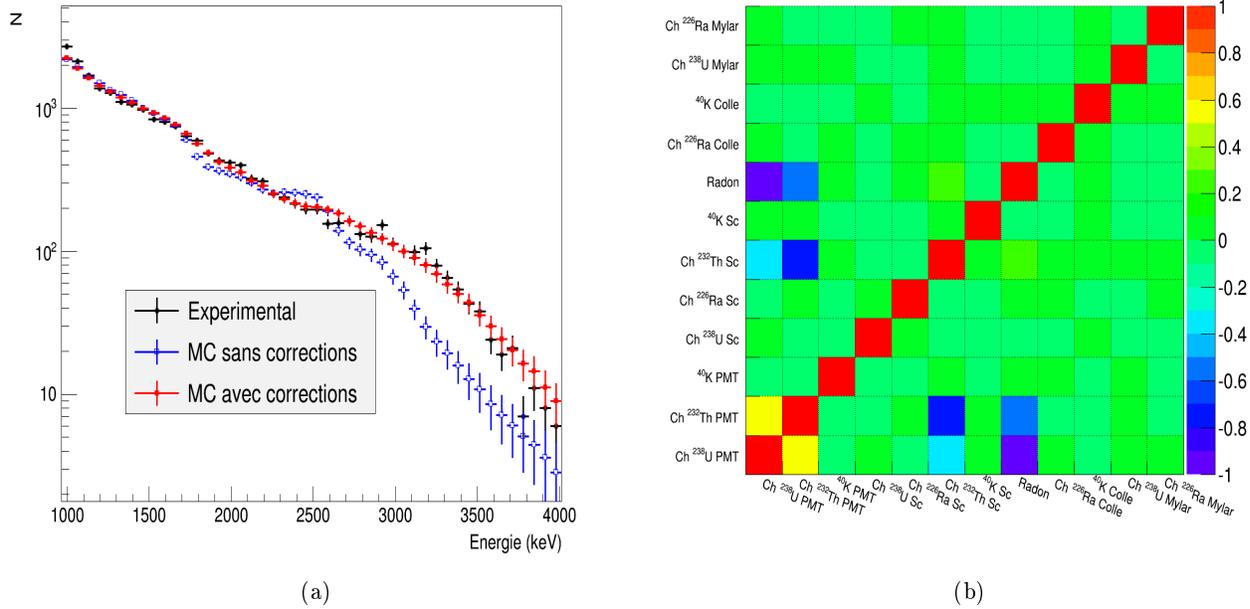


FIGURE 5.29: Superposition du spectre expérimental (noir) et des spectres obtenus par la simulation avec (rouge) et sans (bleu) corrections en énergies (a) et matrice de corrélation des différentes contaminations utilisées dans l’ajustement des données simulées au spectre expérimental (b). L’ajustement des valeurs de contaminations est réalisé à partir des données simulées avec corrections en énergie.

Concernant les erreurs très importantes associées aux activités ajustées de certaines contributions (chaîne de ^{238}U du scintillateur et ^{40}K de la colle RTV615), elles peuvent s’expliquer par le faible nombre d’événements créés par ces contaminations qui sont donc peu contraintes par l’ajustement des données (figure 5.30). Effectivement, sur cette figure, on peut distinguer les différentes contributions ajustées et empilées qui conduisent au spectre simulé représenté en rouge sur la figure 5.29a.

Toutefois, il est important de rappeler que les conditions dans lesquelles a été effectué l’ajustement n’étaient pas idéales. En effet, contrairement aux données des expériences NEMO accédant aux topologies d’événements, il n’y a ici aucun moyen de contraindre une contribution particulière par le biais d’une observable expérimentale spécifique. De plus, comme nous l’avons vu, l’étalonnage en énergie est uniquement basé sur l’amplitude des signaux.

Ajustement des contaminations par le spectre simulé sans corrections en énergie

Nous avons ensuite repris cette étude en ajustant cette fois les activités des contaminations à partir de la simulation sans corrections en énergie. L’idée était de vérifier qu’une combinaison de valeurs de contaminations ne pouvait être trouvée pour retrouver les données réelles sans la prise en compte des corrections en énergie. L’allure des spectres ainsi déterminés est visible sur la figure 5.31a tandis que les valeurs associées à l’ajustement sont présentes dans le tableau 5.8. On constate que le meilleur ajustement trouvé n’est pas satisfaisant, ni au niveau des valeurs des activités déterminées ni pour reproduire la forme du spectre expérimental. De la même façon que précédemment, les valeurs de contaminations ainsi trouvées ont été utilisées dans la simulation avec corrections en énergie. Ce

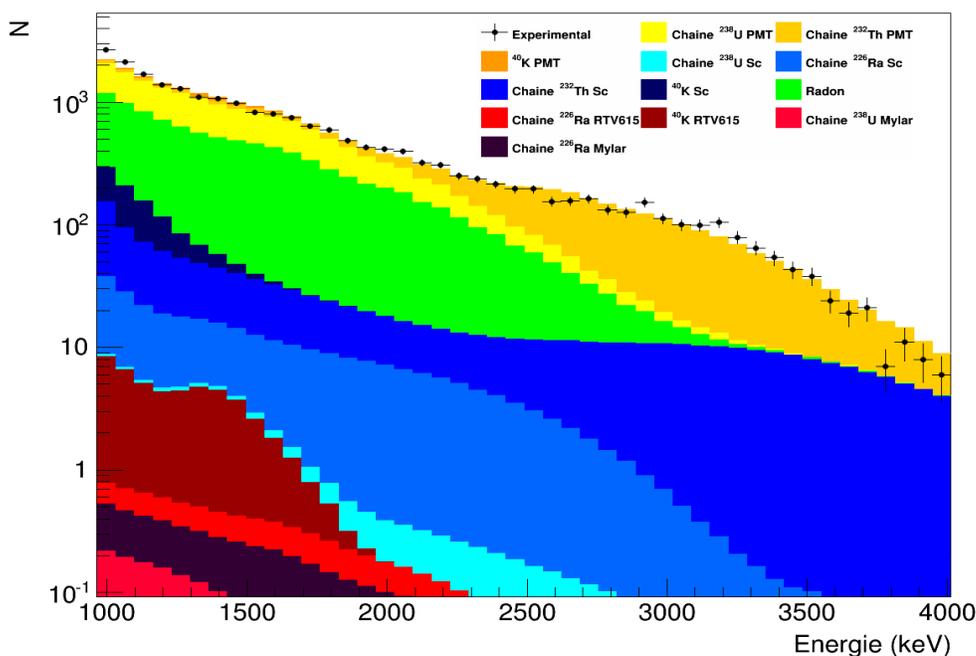
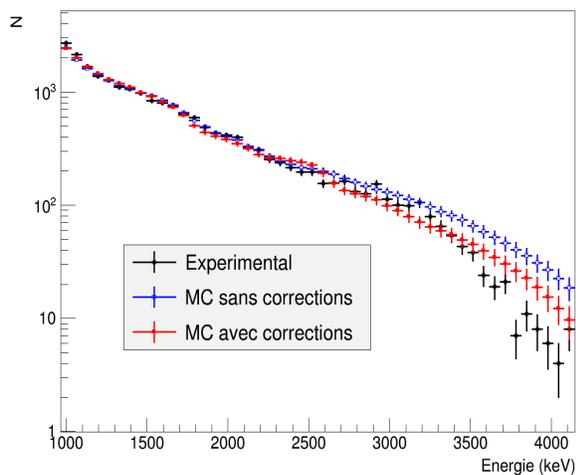
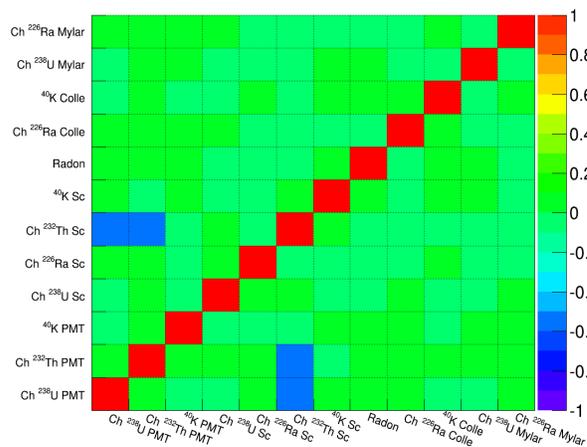


FIGURE 5.30: Représentation des contributions des différentes contaminations radioactives des matériaux du module optique dans le cas de l’ajustement des données expérimentales avec les données de simulations obtenues avec la correction en énergie C_{GBC} .



(a)



(b)

FIGURE 5.31: Superposition du spectre expérimental (noir) et des spectres obtenus par la simulation avec (rouge) et sans (bleu) corrections en énergies (a) et matrice de corrélation des différentes contaminations utilisées dans l’ajustement des données simulées au spectre expérimental (b). L’ajustement des valeurs de contaminations est réalisé à partir des données simulées sans corrections en énergie.

spectre, comme attendu, ne reproduit pas correctement le spectre expérimental. De plus, la matrice de corrélation visible sur la figure 5.31b nous indique que, mise à part la contribution de la chaîne du ^{232}Th du scintillateur avec celle de la chaîne du ^{238}U du PM, l'ensemble des paramètres sont indépendants, n'offrant que très peu de possibilités d'améliorer l'ajustement.

Matériau	Isotope(s)	Germanium (mBq/kg)	Ajustement Simulation (mBq/kg)
Photomultiplicateur	Chaîne ^{238}U	[500; 1050]	120 ± 50
	Chaîne ^{234}Th	[150; 600]	160 ± 10
	^{40}K	[600; 1100]	1200 ± 160
Scintillateur	Chaîne ^{238}U	$< 1, 5$	$0, 02 \pm 0, 8$
	Chaîne ^{226}Ra	$< 0, 3$	$0, 8 \pm 0, 5$
	Chaîne ^{232}Th	$< 0, 3$	$3, 3 \pm 0, 2$
	^{40}K	$2, 2 \pm 1, 0$	$6, 6 \pm 0, 8$
Radon (Air)	^{222}Rn	$\sim 15 \text{ Bq/m}^3$	70 ± 1
Colle RTV615	Chaîne ^{226}Ra	$4, 1 \pm 1, 5$	11 ± 7
	^{40}K	611 ± 46	290 ± 1400
Mylar	Chaîne ^{238}U	65 ± 3	40 ± 39
	Chaîne ^{226}Ra	59 ± 17	80 ± 21

TABLE 5.8: Activités massiques (volumiques pour le radon) des contaminations radioactives mesurées pour chacun des matériaux du module optique ainsi que les valeurs obtenues par l'ajustement des données simulées sans application des corrections en énergie.

Cette étude, complémentaire à celle réalisée avec la source de ^{207}Bi , est une preuve supplémentaire de la nécessité de prendre en compte les corrections en énergies développées au cours de ce chapitre. Celles-ci seront utilisées dans les simulations du démonstrateur SuperNEMO afin de déterminer leur impact sur la sensibilité de l'expérience (chapitre 6).

5.2 Modélisation de la réponse en temps des modules optiques

La modélisation des distorsions en énergie présentes dans les modules optiques du calorimètre est une nécessité afin de mieux analyser les futurs résultats du démonstrateur de SuperNEMO. La connaissance précise des temps d'interaction des diverses particules est une caractéristique tout aussi importante dans le cadre de ces études. En effet, l'étude du temps de vol des électrons nous permet de distinguer si les évènements sont d'origine interne (provenant de la feuille source) ou d'origine externe (PMs, scintillateurs, trajectographe, blindage, ...). La forme des signaux ainsi que des bruits de la ligne de base peuvent impacter la résolution temporelle. De plus, un programme d'analyse ("traçage gamma") pour déterminer la topologie la plus probable d'évènement ayant déclenché des modules optiques sans traces associées, c'est à dire correspondant à des rayonnements gamma a été développé à Bordeaux [174]. Ce programme se base sur l'étude des temps de vol mesurés par chaque module optique déclenché et peut être probablement amélioré par une meilleure modélisation des aspects temporels. Enfin, la prise en compte de la forme des signaux peut également permettre d'étudier des biais de déclenchements possibles dans l'acquisition des données du démonstrateur.

L'ensemble des étapes de reconstruction de l'impulsion électrique fournie par le module optique ainsi que les comparaisons avec des données expérimentales seront présentés dans la suite de cette section.

Dans l’objectif de pouvoir reproduire une impulsion électrique, il nous faut prendre en compte l’intégralité des dispersions en temps existant au sein d’un module optique. Ainsi, chaque photoélectron collecté à l’anode est caractérisé par une :

1. Dispersion temporelle due au temps de désexcitation du scintillateur : il correspond au temps d’émission du photon de scintillation responsable de la création du photoélectron sur la photocathode. Ce temps est directement lié au temps de désexcitation du scintillateur (pTP) ainsi qu’au phénomène d’absorption et réémission du soluté secondaire (POPOP).
2. Dispersion temporelle liée à la taille du scintillateur : ce temps est dû au parcours du photon dans le scintillateur, de sa création jusqu’à sa détection sur la photocathode.
3. Dispersion temporelle liée au photomultiplicateur : un temps de transit des photoélectrons à l’intérieur du photomultiplicateur pouvant évoluer en fonction de son point de création sur la photocathode.
4. Dispersion temporelle liée au pont diviseur de tension : la distribution de charge collectée à l’anode est transformée en signal électrique par le pont diviseur de tension situé à l’arrière du PM entraînant une mise en forme spécifique du signal de sortie.

Nous distinguerons les composantes temporelles liées au scintillateur et au photomultiplicateur (étapes 1 à 3) de celle liée à l’électronique du pont diviseur de tension (étape 4).

5.2.1 Composantes temporelles du signal liées au scintillateur et au photomultiplicateur

5.2.1.1 Dispersions temporelles liées au scintillateur

Dans le scintillateur, chaque photon est caractérisé par un temps d’émission. L’excitation des molécules du scintillateur entraîne la création de photons de fluorescence suivant une loi de distribution temporelle qui peut être approximée par :

$$N_{photons}(t) = A \times \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (5.2.1)$$

Avec $N_{photons}(t)$ le nombre de photons générés à l’instant t , A une constante de normalisation permettant d’avoir un rendement lumineux total de 9200 photons par MeV et τ le temps de décroissance de la fluorescence.

Ce temps de décroissance est pris en compte dans GEANT4 à l’aide du paramètre FASTTIME-CONSTANT (tableau 4.1). A partir des données fournies dans la littérature, ce temps caractéristique pour nos scintillateurs est de l’ordre de 5 ns [175]. Nous sommes ainsi capables d’obtenir le profil temporel des photons issus de la désexcitation primaire du scintillateur visible sur la figure 5.32a. La distribution ajustée par la fonction de l’équation 5.2.1 permet de retrouver la valeur du temps de décroissance injectée dans la simulation.

La quasi-totalité des photons de scintillation sont ensuite absorbés puis réémis par l’agent secondaire (POPOP) à des longueurs d’ondes plus élevées. Chacun de ces processus est associé, de la même façon que l’émission primaire, à une loi de distribution temporelle équivalente à l’équation 5.2.1. Dans le cas du POPOP, la littérature indique que le temps de décroissance est de l’ordre de 1,5 ns [175]. Ainsi, pour chaque phénomène d’absorption et réémission, un temps d’émission caractéristique de l’émission secondaire est simulé (WLSTIMECONSTANT). La figure 5.32b montre le

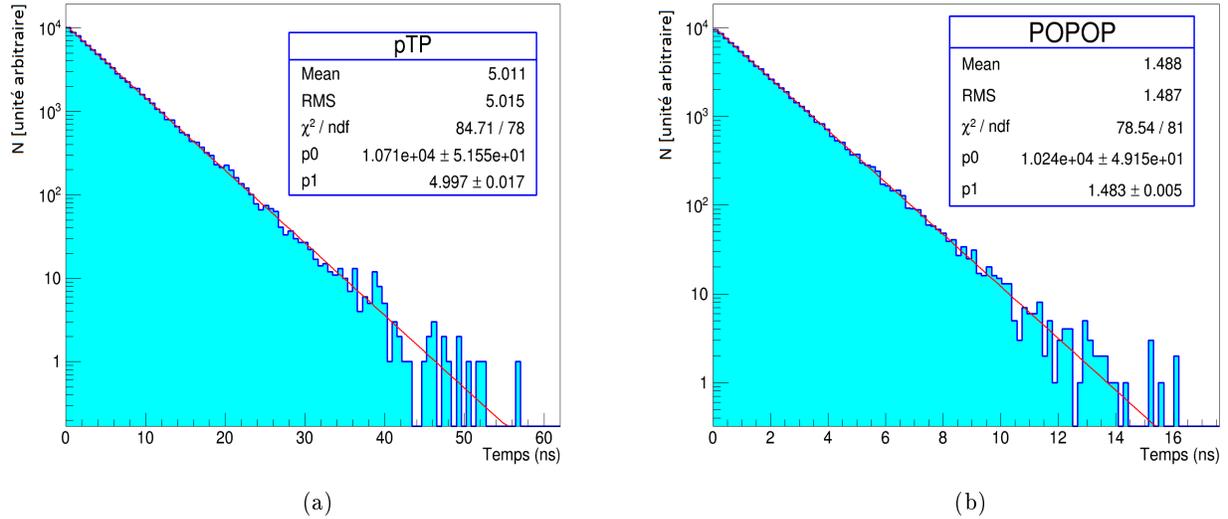


FIGURE 5.32: Distribution et ajustement des temps d'émissions liés au dopant primaire pTP (a) et au dopant secondaire POPOP (b).

profil temporel obtenu pour chaque réémission liée au POPOP ainsi que son ajustement par l'équation 5.2.1. Nous retrouvons la valeur donnée en paramètre d'entrée de la simulation, ce qui nous permet de valider la prise en compte des temps d'émission par GEANT4.

Au cours de l'émission de lumière, la distribution angulaire des photons émis est isotrope. Par conséquent, il n'y a qu'une partie infime de la lumière qui peut atteindre directement le photomultiplicateur. La plupart des photons vont atteindre le PM après une ou plusieurs réflexions sur les surfaces du module optique entraînant une dispersion temporelle liée à leurs parcours dans le scintillateur. La figure 5.33a représente la distribution simulée des temps de parcours des photons générés sur la face avant du scintillateur et ayant réussi à atteindre le photomultiplicateur. On constate que cette distribution suit une loi exponentielle, en parfait accord avec le comportement prédit par la loi de Beer-Lambert au niveau de l'absorption des photons dans un milieu.

Finalement, en combinant les différents temps liés aux processus d'émission ainsi qu'au parcours des photons, nous obtenons une dispersion temporelle caractéristique du scintillateur (figure 5.33b). On observe, grâce à cette distribution que le temps moyen passé dans le scintillateur pour un photon ayant atteint le photomultiplicateur est de l'ordre de 12,27 ns. De plus, on commence à apercevoir les caractéristiques du signal qui sera mesuré en sortie du photomultiplicateur avec un temps de montée relativement court par rapport à un temps de descente long.

5.2.1.2 Dispersion temporelle liée au photomultiplicateur

A partir de la figure 5.33b, nous connaissons le temps d'arrivée sur la photocathode de chacun des photons entraînant la création d'un photoélectron. Néanmoins, le parcours des photoélectrons dans le photomultiplicateur est aussi sujet à des dispersions temporelles lors de sa collection et multiplication. Dans le cadre des PMs 8" de SuperNEMO, il a été évoqué, au cours de la section 3.1.2.2, que chaque photoélectron subissait une fluctuation de son temps de transit caractérisé par le paramètre

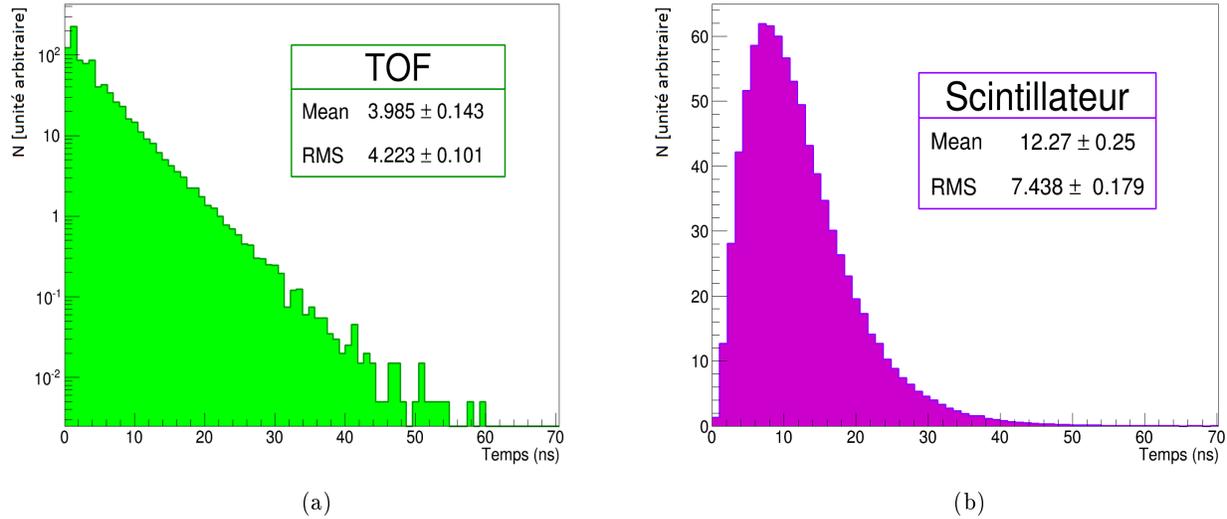


FIGURE 5.33: Distribution des temps de parcours des photons de scintillation générés sur la face avant du scintillateur et ayant atteint la photocathode (a) et distribution temporelle des temps d’arrivée des photons sur la photocathode après prise en compte de l’ensemble des temps d’émission et de parcours (b).

T.T.S³ du photomultiplicateur. Nous avons également vu, qu’en raison d’une géométrie hémisphérique de la photocathode, certains électrons créés en sa périphérie avaient un temps de transit plus important jusqu’à la première dynode [141] (CTTD visible sur la figure 3.15). La simulation donne accès à la position d’interaction sur la photocathode pour chaque photon. La figure 5.34a représente la distribution typique de la latitude des photons détectés au niveau de la photocathode (ici $\theta = 0^\circ$ correspond au centre de la photocathode) et qui donneront lieu à la création d’un photoélectron collecté par la première dynode. La surface augmentant au fur et à mesure que la latitude augmente, il est normal de voir le nombre de photons détectés par latitude augmenter. Néanmoins, on peut constater une légère baisse puis un effondrement pour des latitudes supérieures à 70° au moment où la surface est pourtant la plus importante. Cela s’explique par la difficulté qu’ont ces électrons produits en périphérie de la photocathode à être collectés au niveau de la première dynode. Nous avons pu déjà constater que l’efficacité de collection dans ces régions chutait drastiquement (figure 4.9).

La dispersion du temps de transit (TTS) étant gaussienne autour d’une valeur de référence⁴, le temps de transit affecté à chacun des photoélectrons collectés à l’anode est tiré aléatoirement dans ce type de distribution. Nous obtenons ainsi la distribution visible sur la figure 5.34b. Le sigma de la distribution est directement lié à la valeur de la fluctuation du temps de transit par la relation suivante : $\sigma = \frac{TTS}{2,35}$. Dans notre cas, nous avons choisi le TTS moyen ($\sim 2,26$ ns) déterminé à l’aide de la distribution de ces temps mesurés pour l’ensemble des PMs 8” de SuperNEMO (figure 3.14). Cependant, en calculant le TTS obtenu à partir d’un ajustement de cette distribution, on obtient une valeur de $2,34 \pm 0,06$ ns. Cet écart est directement lié au fait que certains photoélectrons ont un temps de parcours plus élevé dû au CTTD, entraînant une dispersion supplémentaire.

3. Transit Time Spread.

4. Prise à 50 ns dans notre cas avec ajout ou non de la composante liée à l’angle d’émission du photoélectron.

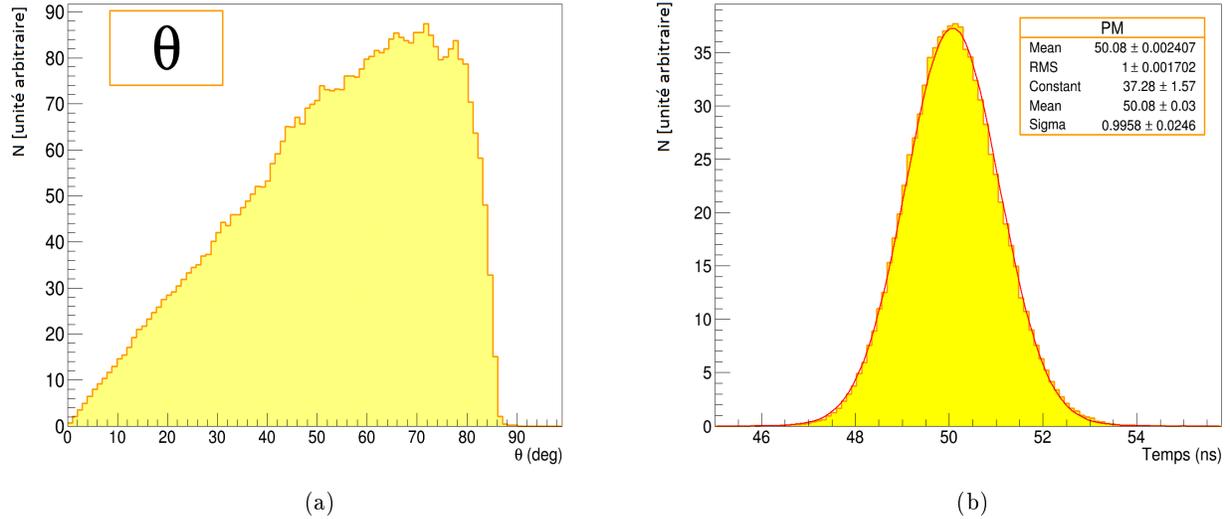


FIGURE 5.34: Distribution des lieux de création des photoélectrons sur la photocathode en fonction de la latitude et qui seront collectés par la première dynode (a) et distribution temporelle du temps de parcours des électrons dans le photomultiplicateur avec prise en compte du TTS et du phénomène CTTD (b).

5.2.1.3 Dispersion temporelle du module optique

En conséquence, nous avons vu qu'il était possible de rendre compte des différents temps associés aux photons dans le scintillateur ainsi qu'aux photoélectrons dans le photomultiplicateur. En combinant l'ensemble de ces temps pour chacun des photoélectrons collectés à l'anode, nous obtenons leur distribution temporelle (figure 5.35). On observe, grâce à cette distribution que le temps moyen séparant l'entrée d'une particule ionisante dans le scintillateur de la collection des photoélectrons sur l'anode est de l'ordre de 62,35 ns. L'allure de cette distribution est proche des signaux obtenus en sortie d'acquisition avec un temps de montée de l'ordre de 4,7 ns et un temps de descente de l'ordre de 17,5 ns quand ceux mesurés se situent généralement autour de 4-5 ns pour le temps de montée et 20-27 ns pour les temps de descente.

Le paragraphe suivant a pour but d'expliquer comment obtenir, à partir de cette distribution, les signaux mis en forme par le pont diviseur de tension.

5.2.2 Composante temporelle du signal liée au pont diviseur de tension

La distribution temporelle des charges à l'anode en un signal électrique est mise en forme par le pont diviseur de tension utilisé pour les PMs 8" de SuperNEMO (figure 3.11). La combinaison des différentes capacités et résistances entraîne la création d'une fonction de transfert unique et propre au type de pont utilisé. La connaissance de cette fonction de transfert est donc nécessaire si l'on veut pouvoir correctement reproduire les formes de signaux mesurés expérimentalement.

Néanmoins, les fonctions analytiques obtenues à partir des schémas de circuits imprimés n'est pas toujours facile à obtenir et peut même conduire à une forme de signal qui n'est pas en accord avec la forme du signal expérimental [176]. Une solution possible consiste à déterminer la fonction de transfert liée au pont diviseur de tension par une analyse de Fourier. En effet, le signal de sortie

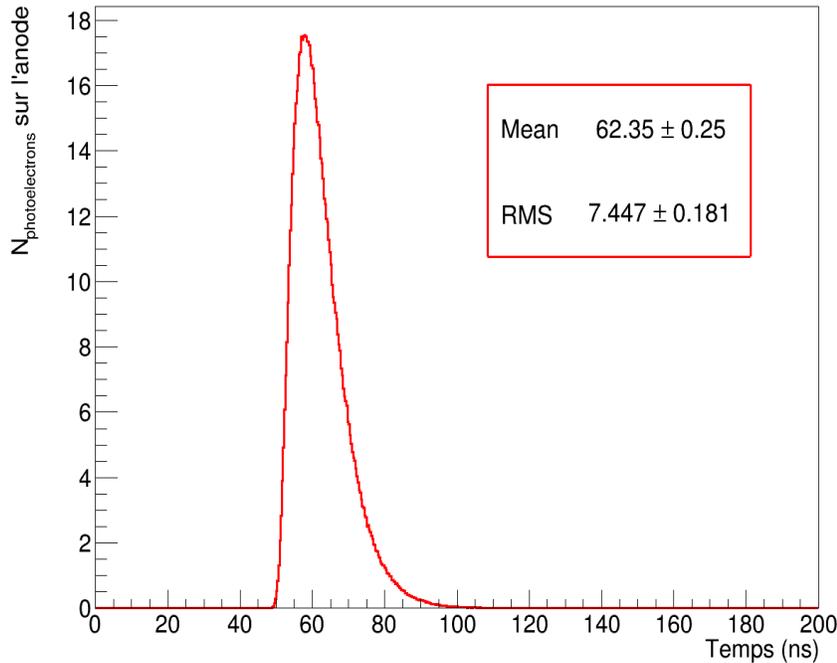


FIGURE 5.35: Distribution temporelle des photoélectrons collectés au niveau de l’anode dans le cas de la simulation d’électrons de 1 MeV envoyés au centre de la face avant du scintillateur.

correspond à la convolution de la distribution de charge sur l’anode et de la fonction de transfert. En passant dans le domaine fréquentiel, la convolution est associée à une simple multiplication nous permettant d’extraire la fonction de transfert. Les paragraphes suivants présenteront le principe des transformations de Fourier ainsi que l’usage qui en est fait dans le cadre de cette étude.

5.2.2.1 Transformation de Fourier

Les signaux périodiques en fonction du temps peuvent être représentés en fonction de la fréquence à partir de leur décomposition en série de Fourier. Le principe de l’analyse de Fourier peut se généraliser à des signaux non périodiques. En effet, tout signal $x(t)$ quelconque peut être apprécié comme une somme pondérée infinie de sinusoides complexes. La transformée de Fourier est un outil mathématique permettant d’analyser et de représenter un signal dans le domaine fréquentiel. Celle-ci ne modifie en rien le signal mais permet son observation via une variable différente (temporelle ou fréquentielle). Ainsi, si $x(t)$ est la représentation temporelle d’un signal et $X(f)$ sa représentation fréquentielle (avec f la fréquence du signal considéré en Hz), les deux sont liées par l’application de l’opérateur mathématique qu’est la transformée de Fourier (TF) telle que :

$$X(f) = TF[x(t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-i2\pi ft} dt \quad (5.2.2)$$

Inversement, on peut définir une transformée de Fourier inverse TF^{-1} permettant de passer du domaine fréquentiel au domaine temporel :

$$x(t) = TF^{-1}[X(f)] = \int_{-\infty}^{+\infty} X(f) e^{i2\pi ft} df \quad (5.2.3)$$

Tandis que $x(t)$ est réel, $X(f)$ est une fonction complexe. La transformée de Fourier introduit donc une partie réelle et une partie imaginaire. La représentation commune des paramètres d'une transformation de Fourier est son module $|X(f)|$ aussi appelé spectre d'amplitude et $\arg[X(f)]$ le spectre de phase du signal. Une autre représentation est possible en représentant l'amplitude de la partie réelle et imaginaire de $X(f)$.

La plupart des signaux sont échantillonnés à la fois en temps et en amplitude. La discrétisation du temps dans les signaux implique qu'il n'est plus nécessaire de recourir à des intégrales continues pour sommer les valeurs de $x(t)$ sur l'intégralité de l'axe des temps. Nous pouvons donc considérer un signal échantillonné comme une suite contenant un nombre fini d'évènements :

$$X(f) = \sum_{n=0}^{N-1} x(t) e^{-i2\pi \frac{tk}{N}} \quad (5.2.4)$$

où les N termes $x(t)$ correspondent aux N échantillons du signal analogique. Le signal obtenu après une transformation de Fourier discrète est périodique avec une fréquence $\frac{1}{N}$ et apporte des informations sur une gamme de fréquence comprise entre $-\frac{F_e}{2}$ et $+\frac{F_e}{2}$, F_e étant la fréquence d'échantillonnage du signal. Dans le cas des mesures réalisées au cours de ce manuscrit, nous avons utilisé une carte d'acquisition du type WaveCatcher développée au LAL [177] dont la période d'échantillonnage est de 3,2 GHz (soit 0,3125 ns par division) avec un nombre de 1024 points (soit une fenêtre temporelle de 320 ns). Les fréquences négatives étant identiques aux fréquences positives, l'intégralité de l'information spectrale est contenue dans les fréquences comprises dans l'intervalle $[\frac{F_{limite}}{2}; \frac{F_e}{2}]$ où F_{limite} correspond à une fréquence limite imposée par le théorème de Shannon. En effet, la fréquence d'échantillonnage doit être le double de la fréquence maximale présente dans le signal afin de pouvoir correctement modéliser ces effets par une représentation discrète. On doit donc avoir $\frac{N}{F_e} > \frac{2}{f}$, ce qui implique que $F_{limite} = \frac{2F_e}{N} = 6,25$ MHz. L'intervalle des fréquences pouvant être étudié avec la WaveCatcher correspond donc à des fréquences comprises entre 6,25 et 1600 MHz.

Cependant, la transformée de Fourier discrète faite en appliquant l'équation 5.2.4 nécessite de grandes ressources de calcul par le nombre important de multiplications à effectuer. Afin d'éviter ce type de problème, la plupart des analyses s'appuient sur la transformée de Fourier rapide permettant un gain de temps considérable. Cette transformation s'appuie sur les travaux de James Cooley et John Tukey qui ont proposé un algorithme permettant de limiter les calculs [178]. Les différents résultats présentés par la suite ont été obtenus à partir de l'interface TVirtualFFT de ROOT utilisant ces transformations de Fourier rapides [179].

5.2.2.2 Obtention d'un signal électrique simulé pour des électrons de 1 MeV

Un signal de sortie du pont diviseur de tensions du PM correspond à la convolution du signal d'entrée (distribution temporelle des photoélectrons à l'anode) et de la fonction de transfert $H(t)$ du système électronique telle que :

$$H(t) \otimes \text{Signal}_{\text{entrée}}(t) = \text{Signal}_{\text{sortie}}(t) \quad (5.2.5)$$

Rappelons que notre objectif est de déterminer la fonction de transfert expérimentale. Pour extraire cette fonction, nous allons nous servir des propriétés de la transformée de Fourier qui indique que la convolution de deux variables dans le domaine temporel est assimilable à une multiplication dans le domaine fréquentiel. Ainsi, l'équation 5.2.5 peut se mettre sous la forme suivante dans le domaine de Fourier :

$$\text{Signal}_{\text{entrée}}(f) \times H(f) = \text{Signal}_{\text{sortie}}(f) \iff H(f) = \frac{\text{Signal}_{\text{entrée}}(f)}{\text{Signal}_{\text{sortie}}(f)} \quad (5.2.6)$$

où $\text{Signal}_{\text{entrée}}(f)$ correspond à la transformée de Fourier de $\text{Signal}_{\text{entrée}}(t)$, $H(f)$ représente la fonction de transfert du pont diviseur de tensions dans le domaine fréquentiel et $\text{Signal}_{\text{sortie}}(f)$ correspond à la transformée de Fourier de $\text{Signal}_{\text{sortie}}(t)$.

Ainsi, l'obtention d'une impulsion électrique par la simulation passe par deux étapes :

1. Déterminer la fonction de transfert $H(f)$ dans le domaine fréquentiel à partir d'un signal d'entrée moyen (issus de la simulation d'électrons de 1 MeV au centre de la face avant du scintillateur) et d'un signal de sortie moyen correspondant à des mesures expérimentales réalisées dans les mêmes conditions.
2. Se servir de la fonction de transfert $H(f)$ ainsi déterminée afin de pouvoir transformer chacune des distributions anodiques en signal électrique.

Détermination de la fonction de transfert du pont diviseur de tension

Afin d'obtenir la fonction de transfert, il est indispensable d'obtenir les informations sur les spectres fréquentiels $\text{Signal}_{\text{entrée}}(f)$ et $\text{Signal}_{\text{sortie}}(f)$ définis dans l'équation 5.2.6. $\text{Signal}_{\text{entrée}}(f)$ est déterminé en faisant la transformée de Fourier de la distribution de charge sur l'anode obtenue par la simulation (figure 5.35). $\text{Signal}_{\text{sortie}}(f)$ est calculé à partir de la transformée de Fourier de la moyenne des signaux expérimentaux (figure 5.36). Simulations et mesures ont été réalisées dans les mêmes conditions, c'est à dire dans le cas d'électrons de 1 MeV envoyés au centre de la face avant du scintillateur. On peut clairement observer les effets de la fonction de transfert sur l'allure générale du signal avec un temps de descente beaucoup plus important que celui obtenue au niveau de l'anode (de l'ordre de 25 ns).

Ainsi, à partir des transformations de Fourier obtenues pour chacun des signaux simulé et mesuré, nous sommes capable d'obtenir les parties réelle et imaginaire de la fonction de transfert $H(f)$. La partie réelle est visible sur la figure 5.37a, la partie imaginaire sur la figure 5.37b. Sur ces deux figures, on peut constater un type de comportement similaire. En effet, les représentations suivent, à basse fréquence, une fonction cosinus ou sinus atténuée. A haute fréquence, le comportement est erratique, caractéristique du bruit de l'acquisition et de possibles artefacts de calcul liés à la transformée de Fourier. Nous n'allons donc considérer que les informations de la fonction de transfert en dessous d'une fréquence de 300 MHz. Cette méthode est assimilable à l'application d'un filtre passe-bas sur le signal. Nous verrons par la suite quels sont les impacts liés aux fréquences plus élevées.

Obtention du signal électrique

La fonction de transfert du pont diviseur de tension étant déterminée, nous sommes ainsi en mesure d'obtenir un signal électrique pour chaque évènement simulé. Ce signal électrique correspond à la distribution $\text{Signal}_{\text{sortie}}(t)$ dans l'équation 5.2.5 qui peut être obtenue par la transformation de Fourier inverse de $\text{Signal}_{\text{sortie}}(f)$. Ce dernier est facilement déductible de l'équation 5.2.6 à condition

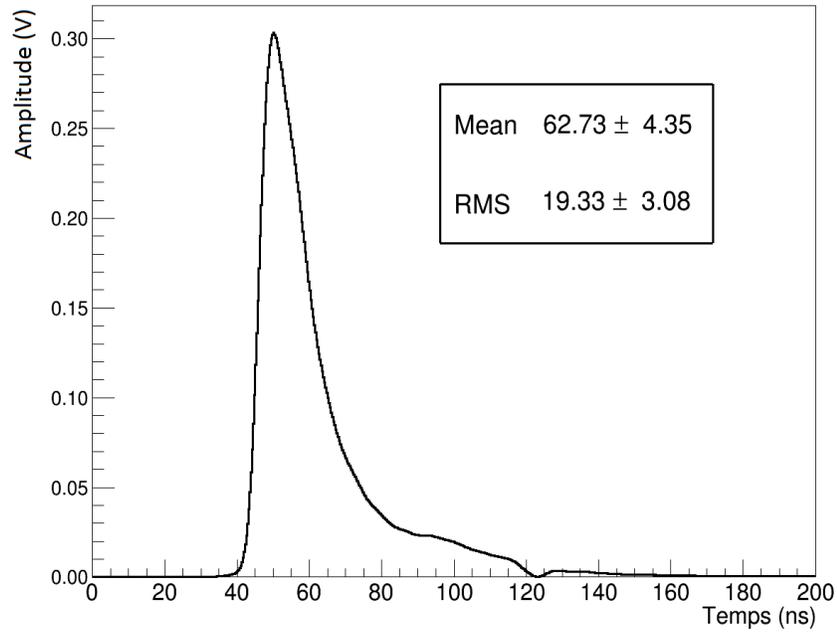


FIGURE 5.36: Allure moyenne d'un signal électrique obtenue avec une carte d'acquisition de type WaveCatcher pour des électrons de 1 MeV envoyés au centre de la face avant du scintillateur.

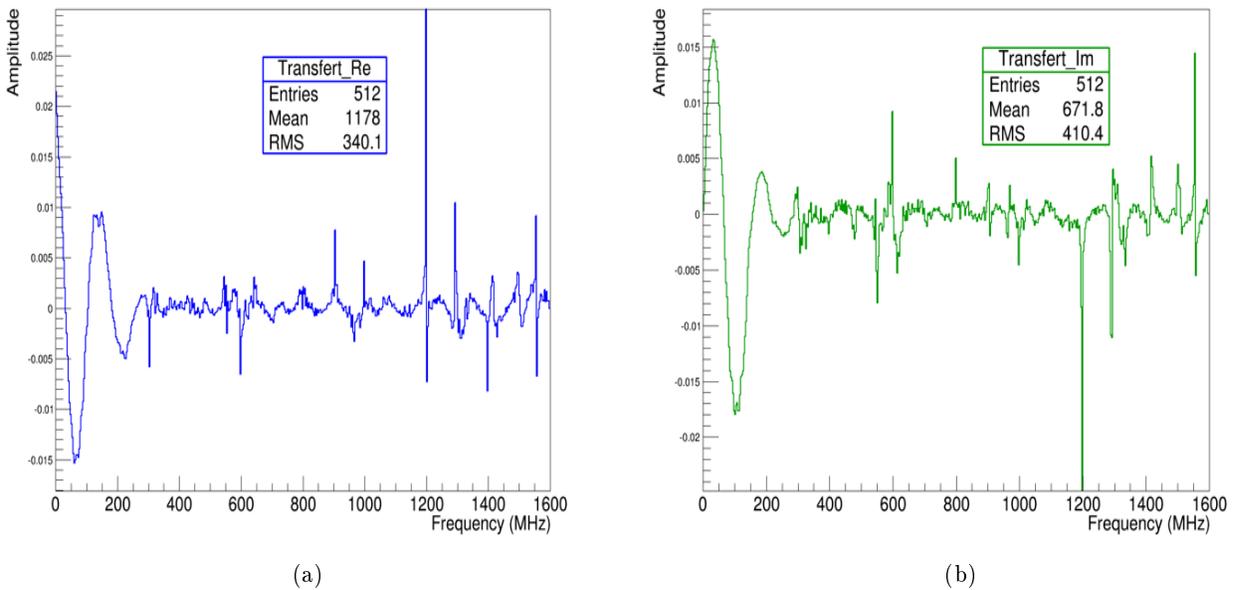


FIGURE 5.37: Représentation fréquentielle des parties réelle (a) et imaginaire (b) de la fonction de transfert du pont diviseur de tension du photomultiplicateur.

de déterminer $\text{Signal}_{\text{entrée}}(f)$ pour chaque évènement à partir de $\text{Signal}_{\text{entrée}}(t)$ simulé (figure 5.38a). Le signal électrique ainsi déterminé est représenté figure 5.38b. Ce signal est globalement en accord avec le signal expérimental moyen déterminé auparavant (figure 5.36). On aperçoit en particulier la reproduction d'une structure particulière autour de 120 ns. De plus, les temps de montée et de descente sont en accord avec les valeurs précédemment énoncées pour les signaux expérimentaux.

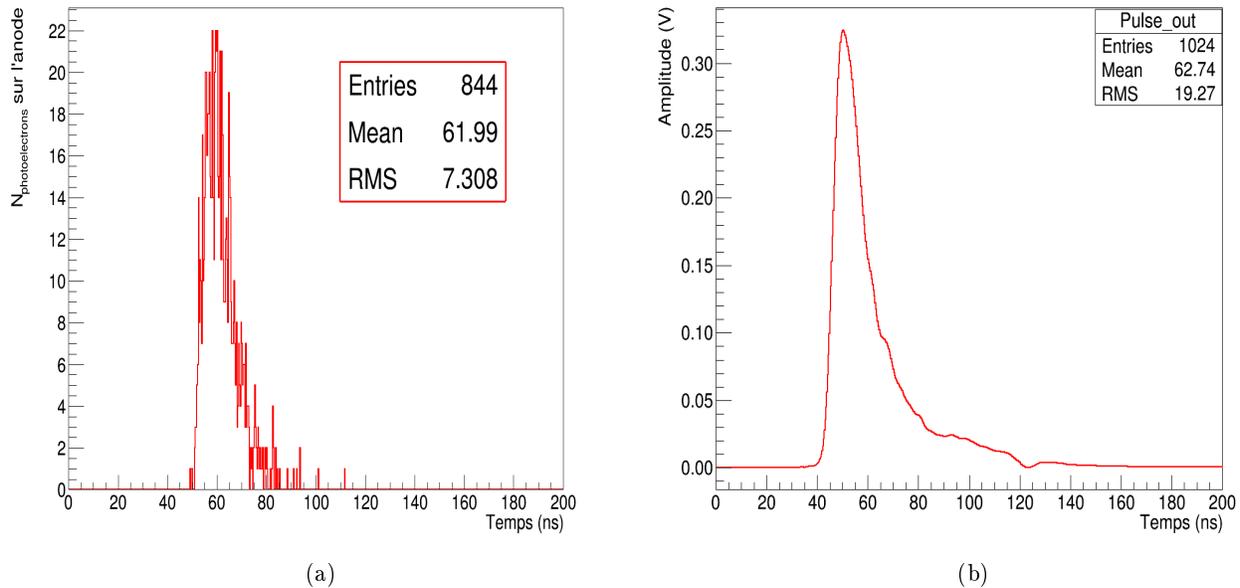


FIGURE 5.38: Distribution temporelle des charges collectées à l'anode ($\text{Signal}_{\text{entrée}}(t)$) pour un électron de 1 MeV en face avant du scintillateur (a) et représentation du signal électrique ($\text{Signal}_{\text{sortie}}(t)$) correspondant en sortie (b).

5.2.2.3 Influence des paramètres d'entrée sur le signal de sortie

Le passage par une analyse de Fourier nous a permis de reproduire un signal simulé concordant avec les signaux obtenus expérimentalement. Afin de valider cette méthode d'obtention de signaux, nous allons tester l'influence de trois paramètres pouvant modifier le signal obtenu. Ainsi, la justification de l'application d'un filtre passe-bas ainsi que du choix des différents échantillonnages ayant permis d'obtenir les distributions moyennes simulées et expérimentales des figures 5.35 et 5.36 sera détaillée.

Justification de l'application d'un filtre passe-bas

A partir de l'allure des parties réelle et imaginaire de la fonction de transfert visibles sur les figures 5.37a et 5.37b, nous avons pris le choix de ne pas considérer les comportements erratiques présents au dessus de 300 MHz. Afin de valider ce choix, nous avons effectué plusieurs reconstructions de signaux en appliquant différents seuils de coupure sur la fréquence de la fonction de transfert. Les signaux correspondants sont représentés figure 5.39a. La figure 5.39b est un zoom sur la ligne de base de ces mêmes signaux. A partir de la première figure, on constate que peu importe l'intervalle de fréquence considéré, il n'y a pas de réel impact sur la forme globale de l'impulsion. Cela confirme

le fait que l'information essentielle permettant la reproduction d'un signal conforme à ce que nous obtenons expérimentalement est présente à basses fréquences. Cependant, lorsque l'on regarde le comportement de la ligne de base à partir de la seconde figure, on constate une variation assez importante en fonction de l'intervalle de fréquence considéré. En effet, si on prend en compte l'intégralité des informations obtenues pour la fonction de transfert, on remarque que le bruit présent sur l'ensemble de l'impulsion est très important. Plus la coupure du filtre passe-bas se rapproche du comportement sinusoïdal et plus le bruit résiduel est atténué. Cela confirme l'hypothèse de départ selon laquelle les comportements à hautes fréquences présents sur les parties réelles et imaginaires de la fonction de transfert étaient une source de bruit pour le signal.

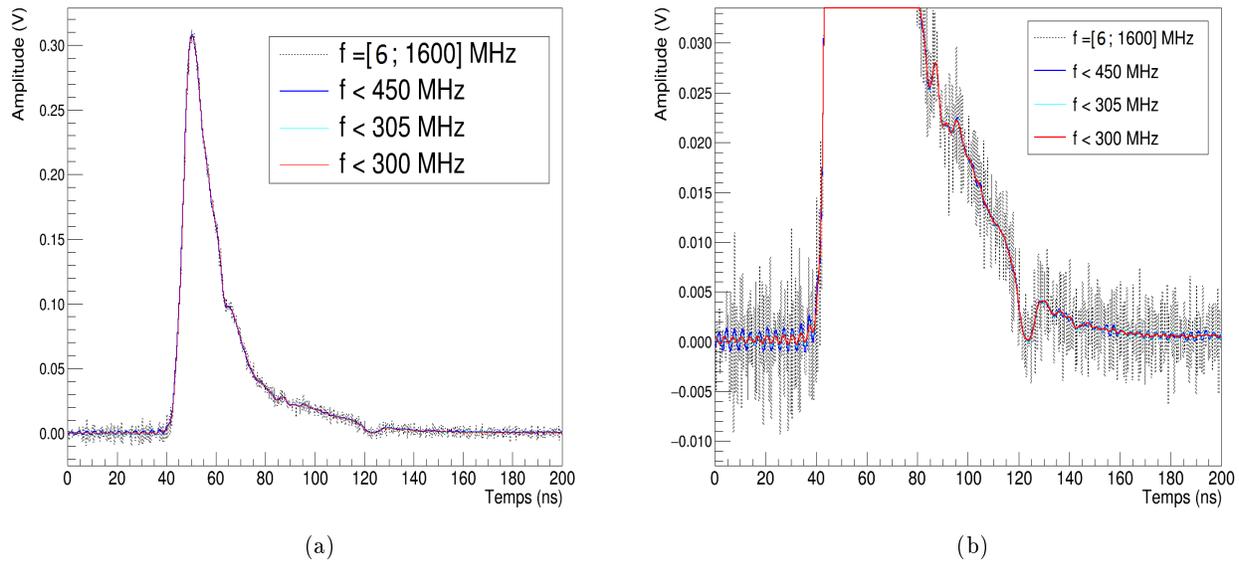


FIGURE 5.39: Influence sur l'allure générale d'un signal électrique des coupures en fréquence sur la fonction de transfert du pont diviseur de tension (a) et influence sur le bruit de fond de la ligne de base du signal des coupures en fréquence sur la fonction de transfert (b).

Justification de l'échantillonnage du signal expérimental moyen

La fonction de transfert du pont diviseur de tension a été obtenue à partir d'un signal expérimental moyen. Celui-ci a pu être déterminé à partir d'un grand nombre de signaux mesurés à l'aide de la WaveCatcher. Nous avons voulu vérifier que le nombre d'impulsions permettant d'obtenir cette impulsion moyenne n'avait pas d'influence sur la fonction de transfert. Les figures 5.40a et 5.40b représentent les effets induits par les variations du nombre de signaux moyennés sur l'allure des parties réelles et imaginaires de la fonction de transfert dans l'intervalle de fréquence considéré. Le signal moyen expérimental ayant permis d'obtenir la fonction de transfert était basé sur la moyenne de 3994 signaux différents. En s'appuyant sur ces deux figures, on constate que l'allure des deux fonctions converge dès que le nombre de signaux considérés dépasse 778.

Nous pouvons regarder quel aurait été l'impact d'un échantillonnage plus faible sur l'allure de l'impulsion électrique (figures 5.41a et 5.41b). On constate que même dans le cas le moins favorable, avec seulement 43 signaux moyennés, la forme générale du signal de sortie n'est pas affectée. Cependant, il semble exister un impact sur la ligne de base où les petites variations de la forme du signal

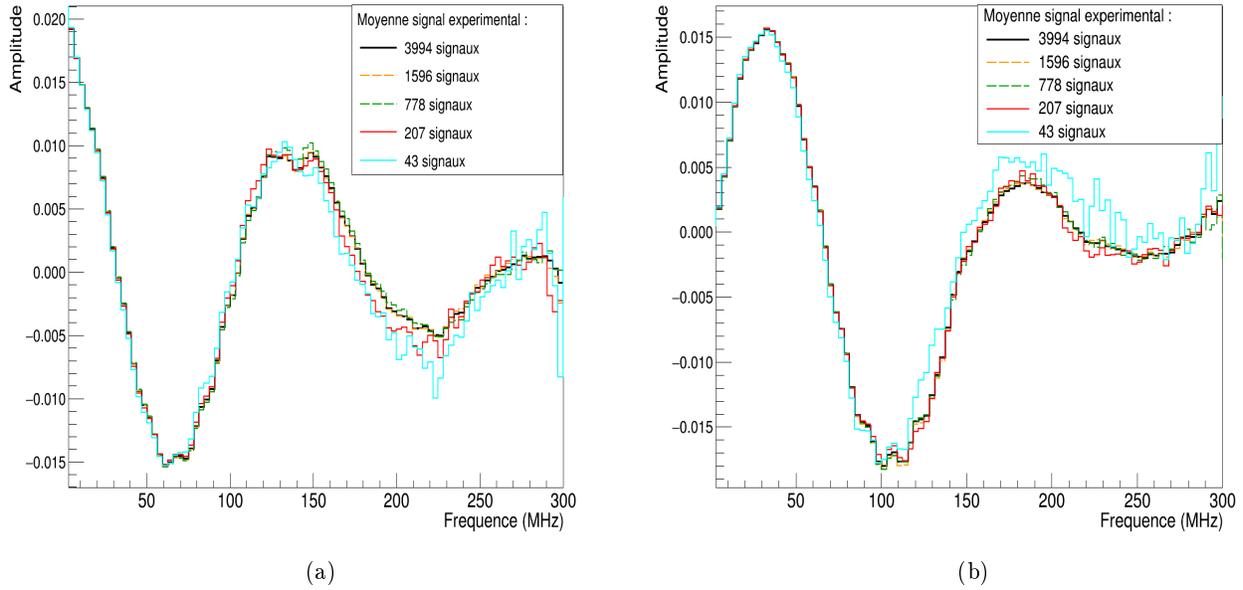


FIGURE 5.40: Influence du nombre de signaux expérimentaux utilisés pour l'obtention d'un signal moyen sur les parties réelle (a) et imaginaire (b) de la fonction de transfert.

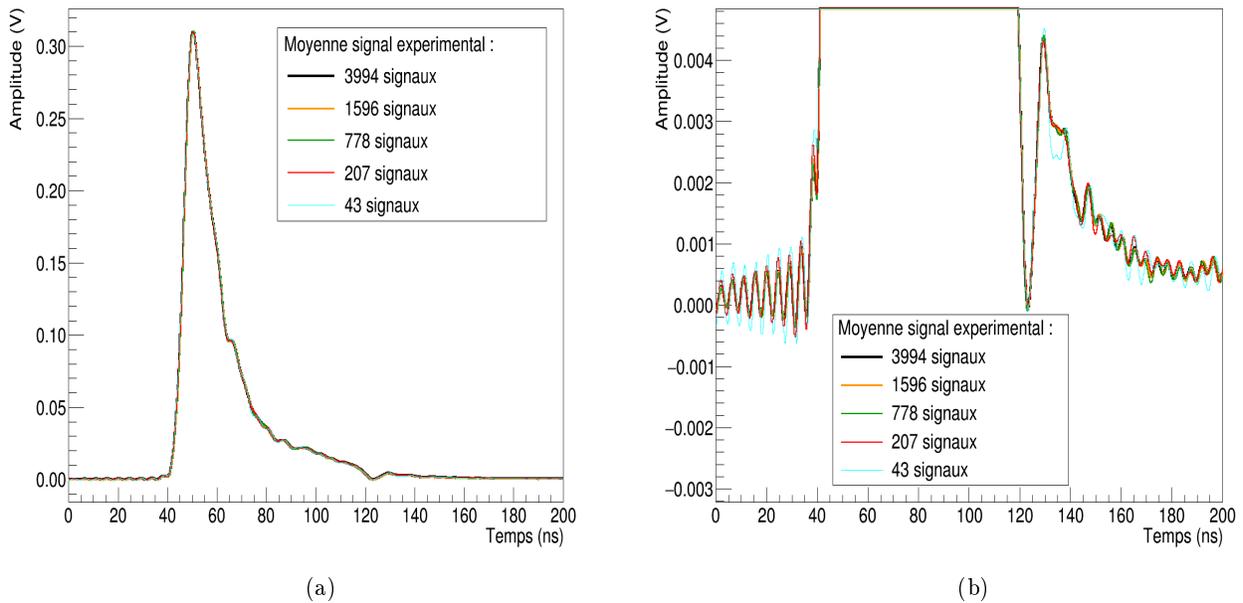


FIGURE 5.41: Influence du nombre de signaux expérimentaux ayant permis l'obtention d'un signal moyen pris en compte pour obtenir la TF donnant le signal électrique (a) avec un zoom sur la ligne de base (b).

de sortie encore présentes sur une impulsion moyennée à partir d'un petit échantillon de signaux entraîne l'apparition d'un bruit légèrement plus important. On peut surtout remarquer qu'augmenter le nombre de signaux ne permet pas d'améliorer davantage cette composante de bruit.

Justification de l'influence de l'échantillonnage de la distribution en charge moyenne anodique simulée

La même étude a été réalisée en faisant varier le nombre d'évènements permettant d'obtenir la distribution moyenne simulée de charges au niveau de l'anode afin de voir son impact sur les paramètres de la fonction de transfert et donc sur l'allure des signaux électriques de sortie.

Les figures 5.42a et 5.42b représentent respectivement l'allure de l'impulsion obtenue pour différents nombres de distributions de charges anodiques moyennées ainsi qu'un zoom sur la ligne de base permettant de voir des effets plus fins concernant le bruit résiduel. A partir de la première figure, et comme vu précédemment, on constate qu'avec un échantillonnage supérieur à 200, la forme du signal de sortie n'évolue plus. Cependant, nous pouvons tout de même déjà distinguer la présence d'une très forte oscillation de la ligne de base pour ce cas particulier. Ce comportement est encore plus visible sur la seconde figure où l'on peut constater une diminution assez rapide de ces oscillations lorsque le nombre de distributions de charges moyennées devient supérieur à 500. Dans le cadre de cette étude, nous nous sommes appuyés sur une distribution de charge à l'anode moyenne obtenue à partir de 5000 évènements simulés.

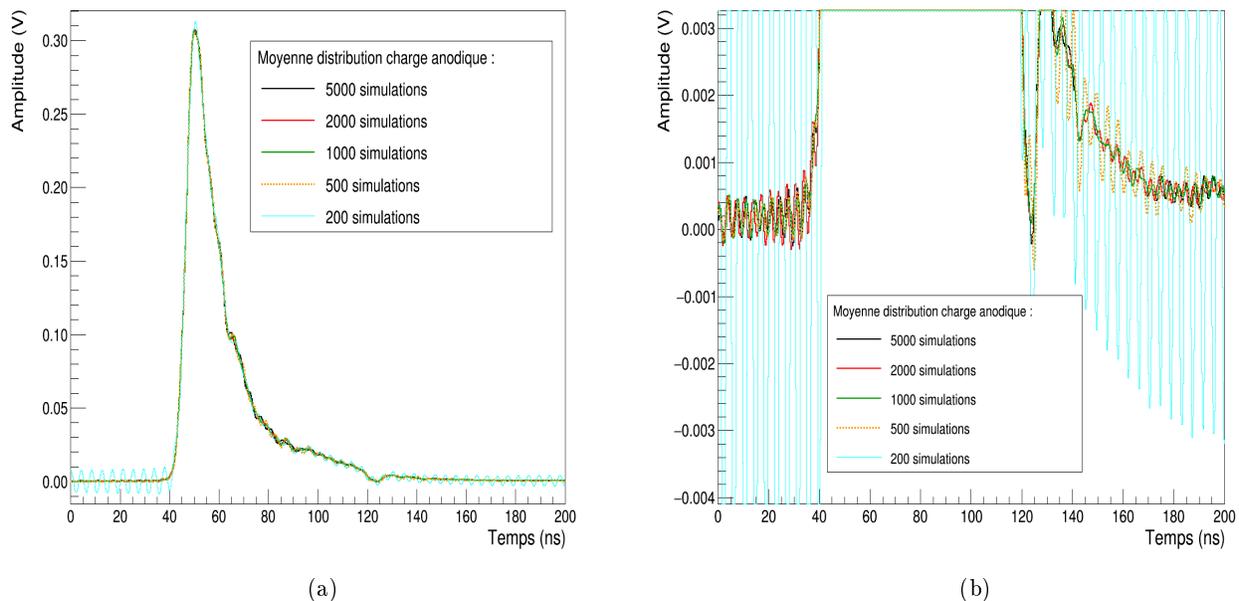


FIGURE 5.42: Influence sur l'allure générale d'un signal électrique du nombre de distribution de charges collectées à l'anode ayant permis l'obtention d'une distribution moyenne (a) avec un zoom sur la ligne de base (b).

5.2.3 Validation de la modélisation temporelle des signaux

Nous allons à présent confronter les signaux électriques obtenus par la simulation avec des signaux expérimentaux mesurés dans différentes situations.

5.2.3.1 Comparaison de la forme des signaux

Dans un premier temps, nous devons nous assurer que l'allure des signaux obtenus par le biais de la simulation est semblable à celle des signaux expérimentaux. La figure 5.43 représente cette comparaison pour la moyenne des signaux obtenus dans le cas d'électrons de 1 MeV envoyés au centre de la face avant du scintillateur. Une impulsion individuelle mesurée est également représentée (en cyan). Les contours associés aux deux profils moyennés (expérimental en noir et simulé en rouge) correspondent à la valeur à 1σ de la distribution des amplitudes pour un temps donné.

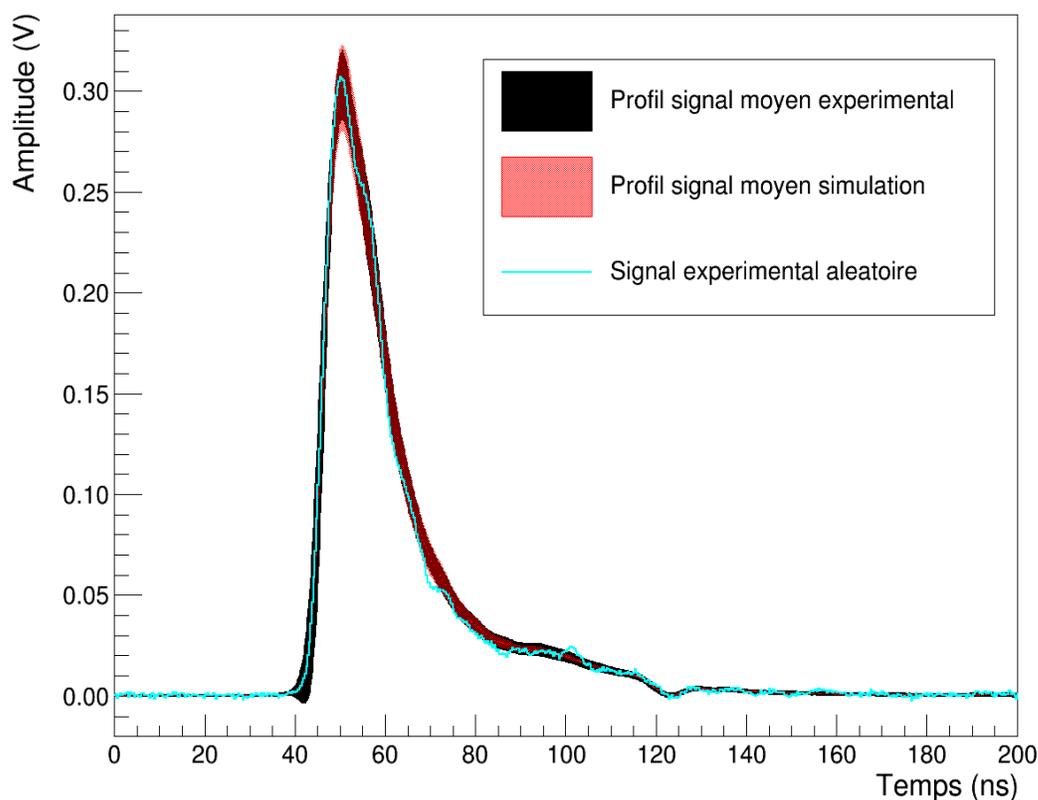


FIGURE 5.43: Représentation des signaux expérimentaux et simulés moyens ainsi que la superposition d'un signal expérimental pris au hasard. L'ensemble de ces signaux correspond au cas d'électrons de 1 MeV envoyés au centre de la face avant du scintillateur. Les contours associées aux deux distributions moyennées correspondent à l'écart type des distributions obtenues pour chacun des temps.

A partir de cette figure, on constate que les profils expérimentaux et simulés sont en parfait accord sur l'intégralité de l'impulsion, ce qui valide la méthode de Fourier utilisée. De plus, la superposition d'une impulsion mesurée prise au hasard montre, comme attendu, qu'une impulsion individuelle se situe aussi dans les contours associés à la modélisation.

De plus, il apparaît que le bruit sur la ligne de base du signal moyen issu de la simulation est moins élevé que pour un signal individuel mesuré. Pour obtenir la fonction de transfert nous permettant de reproduire des signaux à partir des simulations, nous avons utilisé un signal moyen déterminé à partir d'un nombre important de signaux. Le bruit de la ligne de base étant aléatoire pour les différents signaux considérés, le fait d'effectuer une moyenne sur ces derniers entraîne une suppression du bruit de la ligne de base avec une valeur moyenne autour de 0. La fonction de transfert ainsi déterminée a pour but de reproduire à l'identique ce type de signaux sans la présence d'un tel bruit sur la ligne de base. De nouveau, dans le cas d'une étude plus poussée sur le comportement du déclenchement à seuil présent dans SuperNEMO, cela pourrait impacter la précision des simulations. Il sera toutefois toujours possible d'ajouter de façon "ad hoc" une composante de bruit blanc sur nos simulations afin de mieux prendre en compte le comportement de la ligne de base des signaux expérimentaux. Cela nécessitera des études plus approfondies sur les signaux du calorimètre de SuperNEMO dans sa configuration de prise de données finales.

5.2.3.2 Influence du lieu d'interaction sur l'allure du signal électrique

Modéliser correctement l'allure des signaux des modules optiques de SuperNEMO pourrait permettre de regarder comment la forme des signaux électriques peut renseigner sur le ou les lieux d'interaction de la particule dans le scintillateur. C'est typiquement ce qui arrive dans le cas de l'interaction de rayonnements gamma. Expérimentalement, il n'y a aucun moyen de savoir si le signal obtenu correspond à un ou plusieurs dépôts en énergie et à quels endroits du scintillateur. Pour étudier un possible effet sur la distribution temporelle des signaux, des électrons de 1 MeV ont été simulés en différents points du scintillateur.

La figure 5.44a représente le signal moyen obtenu par la simulation dans quatre de ces configurations (position centrale et coin de la face avant du scintillateur ainsi que position située au nord et à l'est du PM sur la face arrière du PM) pour des électrons de 1 MeV. On retrouve tout d'abord les différents résultats obtenus avec les corrections en énergie, à savoir que la collection de lumière dans le coin est moins importante que celle en face centrale tandis qu'il existe de grandes différences entre deux positions autour du PM liées à l'efficacité de collection des photomultiplicateurs. On peut remarquer ensuite de petites différences sur le temps de montée du signal en fonction de la position d'interaction avec une différence de temps pouvant atteindre 0,4 ns entre un dépôt situé dans le coin du bloc et un autre situé proche du PM.

La figure 5.44b représente la variation des distributions en temps obtenues pour des interactions à différentes profondeurs. Le premier lieu d'interaction est situé au niveau de la face avant du scintillateur tandis que les deux suivants sont situés de plus en proche du photomultiplicateur. On constate que, tant que le dépôt d'énergie est situé relativement loin de la photocathode, il n'y a pas de grande influence sur l'allure des signaux obtenus en sortie. Cependant, lorsque le dépôt est réalisé à quelques mm de la photocathode, on constate une brusque augmentation de la collection entraînant une amplitude du signal plus élevée ainsi qu'un temps de montée plus rapide et un décalage en temps au niveau du seuil de déclenchement liés à la proximité de la photocathode. Ce résultat pourrait avoir un impact sur le programme de traçage gamma reconstruisant les trajectoires des rayonnements gamma dans le détecteur.

Compte tenu de ce résultat, des études plus poussées, incluant des confirmations expérimentales, pourront être réalisées dans le cadre des analyses des données de SuperNEMO.

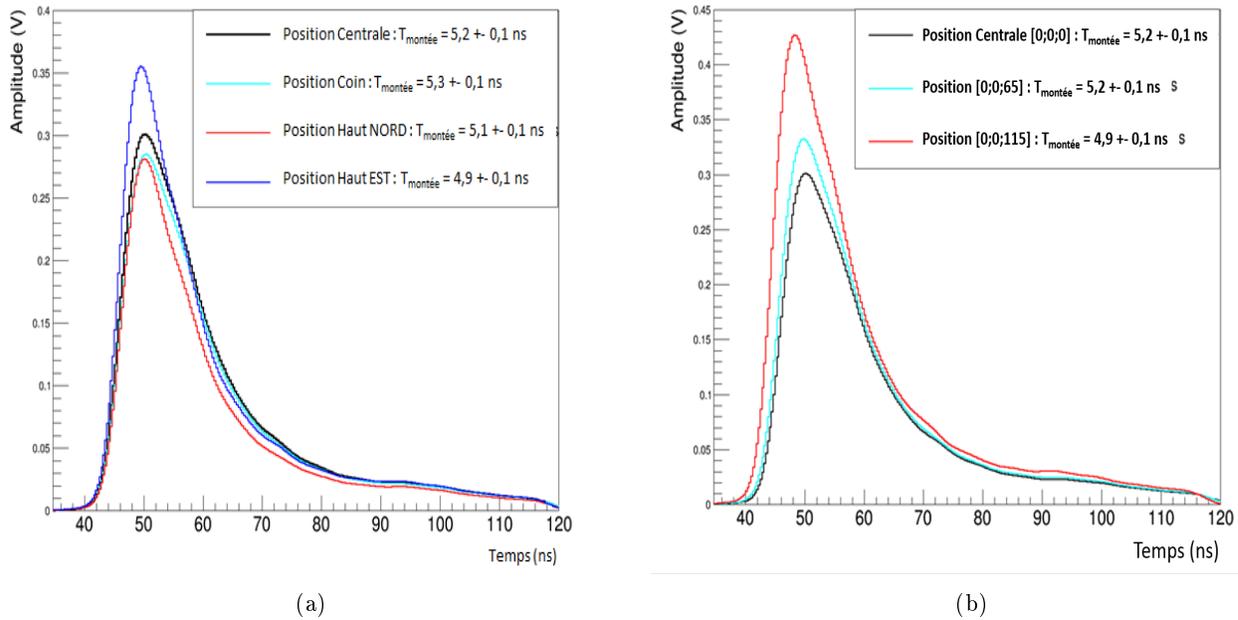


FIGURE 5.44: Simulation de l'influence de la position d'interaction des électrons dans un scintillateur SuperNEMO sur l'amplitude et le temps de montée des signaux électriques moyens. (a) configurations pouvant être testées expérimentalement avec la source de ^{207}Bi , (b) cas de dépôts en énergie réalisés à l'intérieur du volume du scintillateur.

5.2.3.3 Résolution temporelle

La précision sur les temps de mesures obtenus par l'acquisition dépend de la résolution temporelle des modules optiques. Celle-ci est utilisée dans l'estimation des erreurs systématiques présentes lors du calcul des temps de vol des particules dans le détecteur. Expérimentalement, on peut estimer cette valeur à partir de particules émises simultanément déclenchant chacune un module optique différent. L'ajustement de la distribution des temps de vol ainsi mesurées par une fonction gaussienne permet de déterminer l'écart type de la distribution qui correspond alors à la résolution temporelle convoluée $\sigma_{PM_{12}}$ des deux PMs testés telle que :

$$\sigma_{PM_{12}} = \sqrt{\sigma_{PM_1}^2 + \sigma_{PM_2}^2} \quad (5.2.7)$$

où σ_{PM_1} et σ_{PM_2} correspondent à la résolution temporelle de chacun des deux PMs considérés.

Nous avons voulu déterminer cette résolution temporelle à partir de la simulation optique en prenant en compte la mise en forme des signaux. Des électrons de 1 MeV sont envoyés sur la face avant d'un module optique et le temps de franchissement du seuil à 150 keV est enregistré pour chacun de ces événements. La largeur de la distribution de ces temps de déclenchements nous donne la valeur de la résolution temporelle du module optique considéré (figure 5.45) qui vaut 248 ± 6 ps. L'étude a été reproduite à l'identique en simulant des rayonnements gamma envoyés par la face avant et déposant une énergie de 1 MeV. La valeur de résolution temporelle pour des rayonnements gamma de 1 MeV déposant la totalité de leur énergie dans le scintillateur est de 342 ± 10 ps. L'élargissement de cette résolution en temps était attendue compte-tenu du lieu et du nombre d'interactions des rayonnements gamma dans le scintillateur. La résolution en temps ainsi

déterminée pour les électrons semble meilleure que celle requise pour l'expérience fixée à 400 ps. Des mesures préliminaires réalisées avec un banc LED donnaient une valeur de 402 ± 90 ps [174]. Il est difficile de comparer directement ces valeurs entre elles car, dans le cas du banc LED, la lumière était injectée à proximité du photomultiplicateur. Des simulations complémentaires ainsi que des mesures au LSM avec des sources adaptées seront nécessaires pour finaliser cette étude.

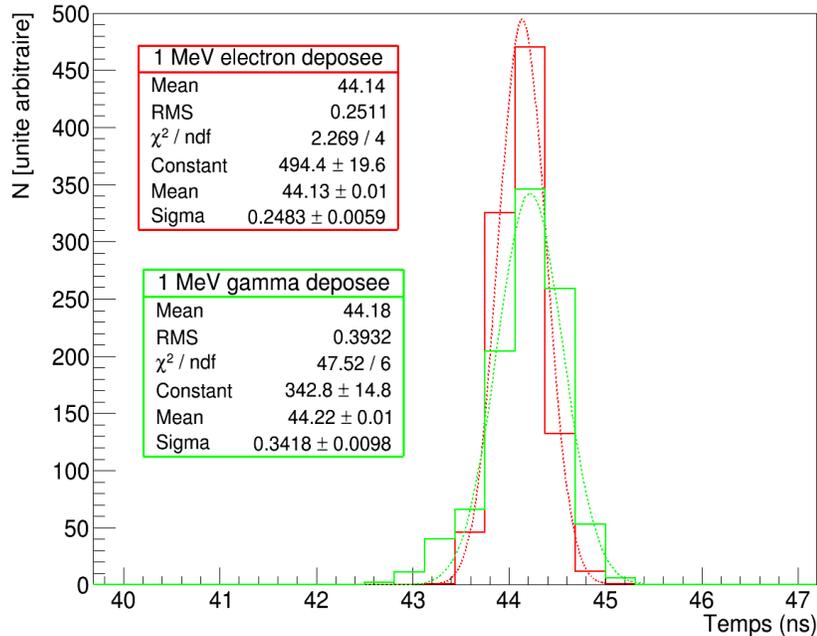


FIGURE 5.45: Distribution temporelle du temps de déclenchement d'un module optique dans le cas d'électrons (en rouge) et de rayonnements gamma (en vert) déposant une énergie de 1 MeV dans le scintillateur. Le seuil de déclenchement est fixée à 45 mV et correspond à une énergie de 150 keV.

Perspectives et limitations

Cette étude de la modélisation temporelle des signaux est une base de travail pour des études futures visant à détailler le fonctionnement du déclenchement à seuil du détecteur.

Une étude plus approfondie des diverses topologies d'évènements présents dans SuperNEMO ainsi qu'une étude pour différents seuils de déclenchement serait une information importante dans la compréhension de cet outil. Ce type de résultats obtenus par le biais de la modélisation temporelle à pour but d'être inclus dans la reconstruction des évènements de la simulation officielle de SuperNEMO.

Néanmoins, il convient d'afficher quelques limitations à la modélisation présentée. En effet, l'obtention de signaux simulés pour différentes configurations s'appuie sur une fonction de transfert obtenue dans un cadre bien particulier d'électrons de 1 MeV envoyés sur la face avant du scintillateur. Rien ne nous assure que la fonction de transfert n'est pas dépendante de certains paramètres comme par exemple une modification du spectre de fréquence par l'obtention d'une distribution de charges très différente de celle prise pour référence. De plus, la modélisation temporelle se base ici sur des processus moyens et ne peut donc pas reproduire chacune des inhomogénéités du module optique pouvant impacter la distribution en charge au niveau de l'anode.

Chapitre 6

Etude de sensibilité de l'expérience SuperNEMO

Sommaire

6.1	Logiciel de simulation de la collaboration SuperNEMO	187
6.1.1	Environnement logiciel	187
6.1.2	Simulation d'évènements avec Falaise	188
6.1.3	Reconstruction d'évènements avec Falaise	190
6.2	Etude de la sensibilité du démonstrateur sur la demi-vie $\beta\beta\nu$ du ^{82}Se	192
6.2.1	Détermination des efficacités de sélection des évènements $\beta\beta\nu$ et de bruit de fond	194
6.2.2	Impact des corrections en énergie	205

La collaboration SuperNEMO a mis au point son propre logiciel de simulation. Développé en très grande partie au LPC-Caen, il est aussi le fruit de l'agencement de diverses contributions issues de la collaboration. La première partie de ce chapitre présentera l'environnement logiciel complet de SuperNEMO ainsi que la partie du logiciel spécifiquement développée pour le démonstrateur qui porte le nom de FALAISE. Son fonctionnement sera présenté en détails et notamment les principes de simulation et de reconstruction utilisés afin de pouvoir reproduire les futures données. La seconde partie de ce chapitre présentera l'impact des corrections en énergie sur la sensibilité du détecteur.

6.1 Logiciel de simulation de la collaboration SuperNEMO

6.1.1 Environnement logiciel

L'ensemble du logiciel de simulation utilisé par la collaboration SuperNEMO est basé sur trois niveaux. Les deux premiers niveaux servent de base à plusieurs expériences de physique tandis que le dernier niveau, Falaise, correspond à la partie spécifique à la collaboration. Ces trois niveaux correspondent à des ensembles de bibliothèques qui sont présentés dans le tableau 6.1.

Le premier niveau porte le nom de Cadfael et correspond à un agrégateur de logiciels tiers tels que GEANT4 ou ROOT. Ainsi, il permet l'installation de l'ensemble de l'environnement logiciel dont un utilisateur a besoin dans chacun des programmes et notamment ceux spécifiques à SuperNEMO. De plus, fournir ce type d'environnement permet de garantir que chaque personne de la collaboration qui travaille sur la simulation utilise les mêmes versions de logiciel. De cette façon, les programmes

Cadfael	Agrégateur de logiciel tiers : GEANT4, ROOT, CLHEP, Boost, Xerxes-C++, Gnuplot
Bayeux	Bibliothèque générique de classes et de fonctions C++ : - materials : définitions des isotopes, éléments et matériaux - geomtools : outil générique de définition de géométrie - datatools : utilitaire de sauvegarde de structures de données - genvtx : générateur de vertex pour les simulations - mctools : utilitaire pour la physique nucléaire et des particules avec une interface GEANT4
Falaise	Système logiciel dédié à la simulation de l'expérience SuperNEMO avec des outils très spécifiques à l'expérience : - géométrie du démonstrateur SuperNEMO - Flsimulate : simulation du passage des particules dans le détecteur SuperNEMO par l'utilisation conjointe de Bayeux et GEANT4 - Flreconstruct : reconstruction de chaque évènement simulé (trajectographe et calorimètre), écriture des données et génération des fichiers de sortie

TABLE 6.1: Environnement logiciel de la collaboration SuperNEMO : Cadfael, Bayeux et Falaise.

deviennent indépendants de la machine sur laquelle travaille le développeur ou l'utilisateur et garantit le bon fonctionnement de la simulation sur l'ensemble des machines de la collaboration.

Le deuxième niveau, Bayeux, est la pierre angulaire de l'environnement logiciel. En effet, il fournit l'ensemble des bibliothèques C++ et des applications associées nécessaires à la définition de la géométrie, de la simulation du passage des particules dans les matériaux mais aussi de l'analyse pour plusieurs projets dans le domaine de la physique des particules et des activités connexes telles que la radioprotection.

Enfin, le dernier niveau, Falaise, s'appuie sur les fonctions définies à l'aide de Bayeux pour décrire précisément la géométrie du démonstrateur ainsi que la physique en lien avec la recherche de la double désintégration bêta. Les outils spécifiques développés pour Falaise (Flsimulate et Flreconstruct) seront décrits plus en détails dans les prochains paragraphes.

6.1.2 Simulation d'évènements avec Falaise

L'objectif de l'outil Flsimulate est de simuler la génération et le passage des particules à travers les différents éléments du détecteur SuperNEMO, d'enregistrer les informations et de les écrire sur un fichier de sortie en vue d'une reconstruction pour l'analyse. Pour cela, la géométrie et la physique utilisées sont basées sur le logiciel de simulation GEANT4 qui a déjà été présenté au cours du chapitre 4. En ce qui concerne la génération des évènements, celle-ci est réalisée par Genbb qui est un générateur d'évènements Monte-Carlo conçu lors des expériences NEMO précédentes pour les processus double bêta et la décroissance des isotopes radioactifs. La figure 6.1 correspond à un évènement $\beta\beta 0\nu$ simulé depuis les feuilles sources, vu de côté. On peut y apercevoir les cellules touchées lors du passage des électrons (cercles colorés) ainsi que les modules optiques déclenchés (bleu foncé) avec l'énergie et le temps de vol associés à chaque électron.

L'architecture de l'outil Flsimulate permet de séparer le lieu et le type de génération de particules ainsi que la cinématique de l'évènement (énergie initiale, direction d'émission, ...). Ces informations sont stockées dans une banque de données appelée SD pour "Simulated Data". Le tableau 6.2 est

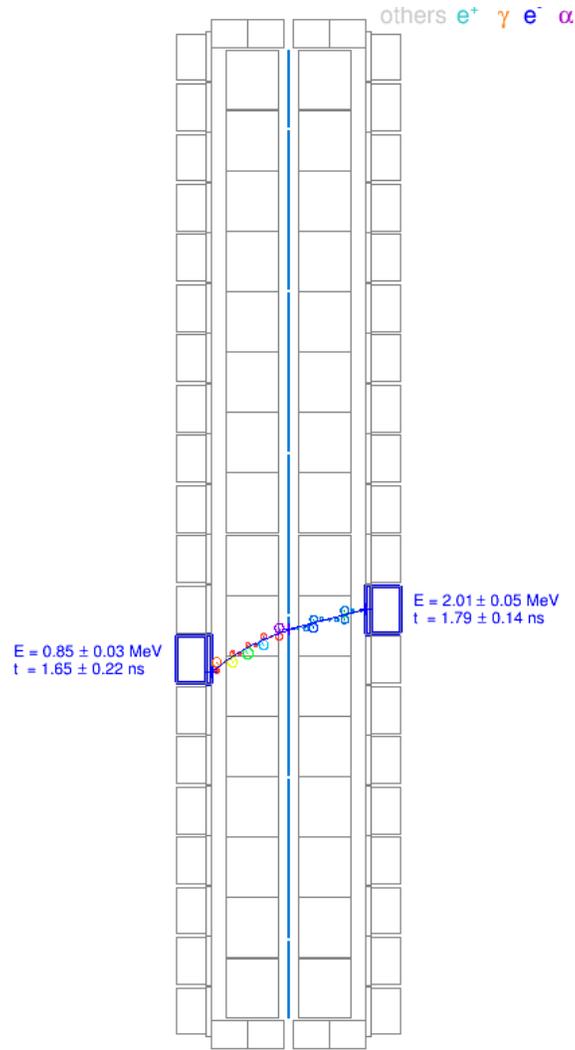


FIGURE 6.1: Aperçu d'un évènement $\beta\beta 0\nu$ simulé avec Falaise vu de côté. Les deux électrons sont émis depuis la source au centre (en bleu), traversent le trajectographe et déposent leur énergie dans un module optique.

un résumé des principaux lieux de génération d'évènements au sein du démonstrateur SuperNEMO. Ces lieux sont définis pour simuler l'étalonnage du détecteur, la décroissance $\beta\beta 0\nu$ et les principaux bruits de fond de l'expérience (tableau 6.2). Le lieu de génération principal est le volume des feuilles sources (signal $\beta\beta 0\nu$, contaminations des feuilles sources et contribution $\beta\beta 2\nu$). Un des bruits de fond les plus importants, après les bruits de fond internes aux feuilles sources, concerne la contamination du trajectographe en radon. Cette contamination est étudiée en simulant les isotopes produits par le radon sur la surface des fils du trajectographe. La majorité du bruit de fond externe provenant du verre des PMs, ce volume est aussi accessible pour la génération de décroissances. Ces lieux de simulation ne constituent pas une liste exhaustive, il est bien entendu prévu de simuler tous les bruits de fond du détecteur dans le futur. Enfin, l'emplacement des différentes sources d'étalonnages à proximité des feuilles double bêta permet de simuler tous les étalonnage du détecteur.

Lieux de génération d'évènements	Processus possibles
Volume des feuilles sources	- $\beta\beta 0\nu$ de l'isotope considéré (signal)
	- $\beta\beta 2\nu$ de l'isotope considéré
	- contaminations des feuilles sources (^{208}Tl , ^{214}Bi)
Surface des fils du trajectographe	- contamination de l'air du trajectographe en radon (^{214}Bi)
Volume du verre des PMs	- contaminations des PMs (^{40}K , ^{208}Tl , ^{214}Bi)
Emplacements sources d'étalonnage	- étalonnages du détecteur (^{207}Bi)

TABLE 6.2: Principaux lieux de générations d'évènements avec les processus associés à ces zones.

6.1.3 Reconstruction d'évènements avec Falaise

Une fois la banque de données SD créée, il est nécessaire de lire les informations contenues afin de pouvoir reconstruire les évènements comme cela sera fait avec les données réelles du démonstrateur. Ainsi, pour chacun des évènements, une série de modules, associés à une action particulière de reconstruction, est appliquée afin d'élaborer de nouvelles informations qui seront stockées dans des nouvelles bases de données spécifiques comme nous allons le voir dans les paragraphes suivants.

6.1.3.1 Modules de reconstruction standards

Afin de reconstruire au mieux les évènements de l'expérience SuperNEMO, un certain nombre de modules de base ont été définis :

- **Etalonnage de la réponse du trajectographe** : Toutes les cellules proches du passage d'une particule dans la chambre à fils sont déclenchées dans le cas idéal de la simulation. Ceci n'est pas systématiquement vrai en fonctionnement réel. Ce module permet de créer la réponse réelle du trajectographe en calculant les temps de propagation du plasma en incluant les résolutions temporelles associées. Pour cela, une dimension variable du rayon de dérive transversale de chaque cellule Geiger est introduite afin d'être proportionnelle aux temps de dérive des électrons mesurés expérimentalement. L'ensemble de ces informations sont alors stockées dans la banque de données CD pour "Calibrated Data".
- **Etalonnage de la réponse du calorimètre** : L'énergie déposée dans les modules optiques ne tient pas compte de la résolution en énergie du calorimètre. Cette résolution est prise en compte en corrigeant l'énergie déposée par un facteur déterminé par tirage aléatoire dans une gaussienne dont la valeur centrale correspond à l'énergie réellement déposée par la particule et l'écart type à la résolution en énergie de chacun des modules. En plus de cela, c'est ce module qui applique les différents seuils en énergie afin de rejeter les évènements ne remplissant pas les conditions. De la même façon que pour l'énergie déposée, le temps associé à un dépôt d'énergie est déterminé par un tirage aléatoire à partir de la valeur obtenue par la simulation et la résolution temporelle du module optique. Nous verrons dans la prochaine partie que toutes les corrections en énergie (C_{GBC}) présentées chapitre 5 sont incluses dans ce module qui aboutit à la création de la banque CD pour le calorimètre.
- **Le "Cellular Automaton Tracker" (CAT)** : Ce module a pour objectif de clusteriser l'ensemble des cellules Geiger touchées et étalonnées. Le module entraîne la création d'une nouvelle banque de données nommée TCD pour "Tracker Clustering Data". La clusterisation fonctionne en deux étapes. Premièrement, une étape de pré-clusterisation est effectuée afin de trier les cellules Geiger selon leur temps de déclenchement. Si ce dernier est plus petit que

10 μ s à partir du temps d'émission de la particule primaire, la cellule est considérée comme étant prompte. Dans le cas inverse, elle est classée retardée. Par la suite, une seconde étape consiste à associer les cellules Geiger en clusters à partir de leurs proximités selon l'algorithme défini dans ce module [180].

- **Le module “TrackFit”** : Il permet de former une trajectoire de particule à partir des clusters de cellules déclenchées obtenus par CAT. Il entraîne la création d'une nouvelle banque de données TTD pour “Tracker Trajectory Data” qui contient l'ensemble des informations sur les traces des particules. L'ajustement des trajectoires formées par le cluster de cellules Geiger se fait par une droite ou par une hélice d'une certaine courbure. Si le meilleur ajustement est obtenu par une droite, seuls deux paramètres sont nécessaires. Dans le cas d'un ajustement par une hélice, la trace est définie par cinq paramètres. A cause du faible nombre de degré de libertés requis pour ajuster une trace droite, le module ne considère que les traces composées de plus de trois cellules Geiger.
- **Le module “Charge Particle Tracking”** : Ce dernier module permet, pour chacune des traces déterminées après application des deux modules précédents, de définir la charge de la particule associée en fonction de la courbure de la trajectoire. Si la trajectoire est ajustée par une droite, la particule est considérée comme neutre. Ce module permet également d'extrapoler la trace jusqu'à la feuille source afin d'estimer la position du vertex. Toutes ces informations se retrouvent dans une nouvelle banque de données PTD pour “Particle Track Data”.

En plus de ces modules de reconstructions standards, un certain nombre de nouveaux modules ont pu être développés pendant ces dernières années pour améliorer la discrimination du signal par rapport au bruit de fond. Ces modules étant en cours de validation, ils ne seront pas utilisés dans l'étude qui suivra.

- **Le module “Alpha Finder”** : A partir des informations issues des reconstructions de traces, ce module permet d'isoler plus efficacement les topologies “1 électron - 1 alpha” propres au ^{214}Bi . La spécificité de ce module est notamment de pouvoir identifier ce type d'évènements sans pour autant perdre ceux liés au signal $\beta\beta 0\nu$ qui pourraient comprendre une cellule retardée liée à l'électronique du trajectographe. Ce module Alpha Finder s'intéresse aux clusters formés par seulement une ou deux cellules retardées (à partir de trois cellules le module CAT identifie déjà un cluster). La position de ces dernières est comparée à la trajectoire formée par les cellules promptes afin de déterminer si l'origine du vertex peut être identique et correspondre à un évènement “1 électron (cellules promptes) - 1 alpha (cellules retardées)” du ^{214}Bi .
- **Le module de “Gamma Tracking”** : Basé sur le programme de reconstruction des trajectoires des rayonnements gamma développé dans NEMO3 [174], ce module permet, à partir des temps de vols mesurés dans des modules optiques non associés à des traces, de reconstruire le parcours le plus probable des rayonnements gamma. La clusterisation prend en compte les modules optiques voisins activés pour regarder la probabilité qu'ils aient été déclenchés par un même rayonnement gamma. Ceci permet d'augmenter l'efficacité de reconstruction du programme de reconstruction gamma de NEMO3.
- **Le module de “Digitisation”** : Ce module a pour objectif de créer le signal analogue en sortie de PM, d'appliquer les seuils de déclenchement et de numériser les impulsions des PMs comme cela sera fait avec les données réelles de SuperNEMO. Ce module devra remplacer le module d'étalonnage du calorimètre cité précédemment.

Enfin, il est possible pour chaque utilisateur de créer son propre module (de reconstruction ou d'analyse) pour extraire, exploiter, analyser les données suivant l'application considérée.

6.1.3.2 Nouveau module d'étalonnage de la réponse du calorimètre

Plusieurs études de sensibilité ont déjà été effectuées dans la collaboration pour le démonstrateur SuperNEMO. L'étude présentée ici prend en compte deux nouveaux éléments qui sont ajoutés au module d'étalonnage standard de la réponse du calorimètre :

1. La résolution en énergie FWHM de chacun des modules optiques mesurée pendant la phase de production est prise en compte pour le calorimètre principal (figures 6.2) et ceux du trajectographe (figures 6.3). Pour les murs principaux, on remarque la présence des lignes de modules optiques 5" en haut et en bas du détecteur caractérisés par des résolutions en énergie moins bonnes. Les blocs les moins performants ont aussi été placés, lorsque c'était possible, sur les bords du calorimètre, là où l'efficacité de détection est la moins importante. L'absence d'informations pour certains blocs est liée à la perte de stockage d'un disque. Au niveau des murs placés sur le coté du trajectographe (X-Wall), on peut constater que les différentes performances des modules optiques ont aussi été prises en compte lors de leurs placements. Les meilleurs blocs sont situés près du centre tandis que les moins bons sont placés vers les extrémités là où l'efficacité de détection est moins importante.
2. Les corrections en énergies développées au cours du chapitre 5 (C_{Geom} , $C_{Cerenkov}$ et C_{Birks}) sont appliquées à l'ensemble des dépôts en énergie afin de voir leur impact sur la sensibilité du démonstrateur SuperNEMO. Tandis que la correction géométrique C_{Geom} ne sera utilisée que pour les modules optiques 8" des murs principaux qui ont bénéficié du développement effectué avec la simulation optique, la correction de Birks-Cerenkov C_{BC} représentant les effets de non linéarité sera appliquée à l'ensemble des modules optiques.

6.2 Etude de la sensibilité du démonstrateur sur la demi-vie $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se

L'objectif de ce chapitre est d'étudier la sensibilité du détecteur sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se . Nous exprimerons cette sensibilité en terme de limite, c'est à dire dans le cas où l'expérience n'observe aucun signal.

Pour cela, les bruits de fond internes liés aux contaminations de la feuille source en ^{208}Tl et en ^{214}Bi ainsi que celui induit par la contamination en radon du trajectographe seront simulés. Ces bruits de fond ont été identifiés comme étant les plus importants dans le cas de l'expérience NEMO3. Nous ne simulerons pas les autres sources de bruit de fond qui demanderaient de très longs temps de calcul. Cette approche est possible dans cette étude étant donné que l'objectif n'est pas de fournir la sensibilité finale du détecteur mais d'étudier l'impact relatif des corrections en énergie. En l'absence d'indications contraires, les valeurs considérées pour les contaminations seront celles fixées dans les objectifs de la collaboration, à savoir une contamination des feuilles sources de $2\mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl , de $10\mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi et de $150\mu\text{Bq/m}^3$ en radon.

La sensibilité d'une expérience recherchant un signal $\beta\beta 0\nu$ est définie par :

$$T_{1/2}^{0\nu} > \frac{N_A \ln 2}{W} \times \frac{\epsilon \times M \times T}{N_{exclus}} \quad (6.2.1)$$

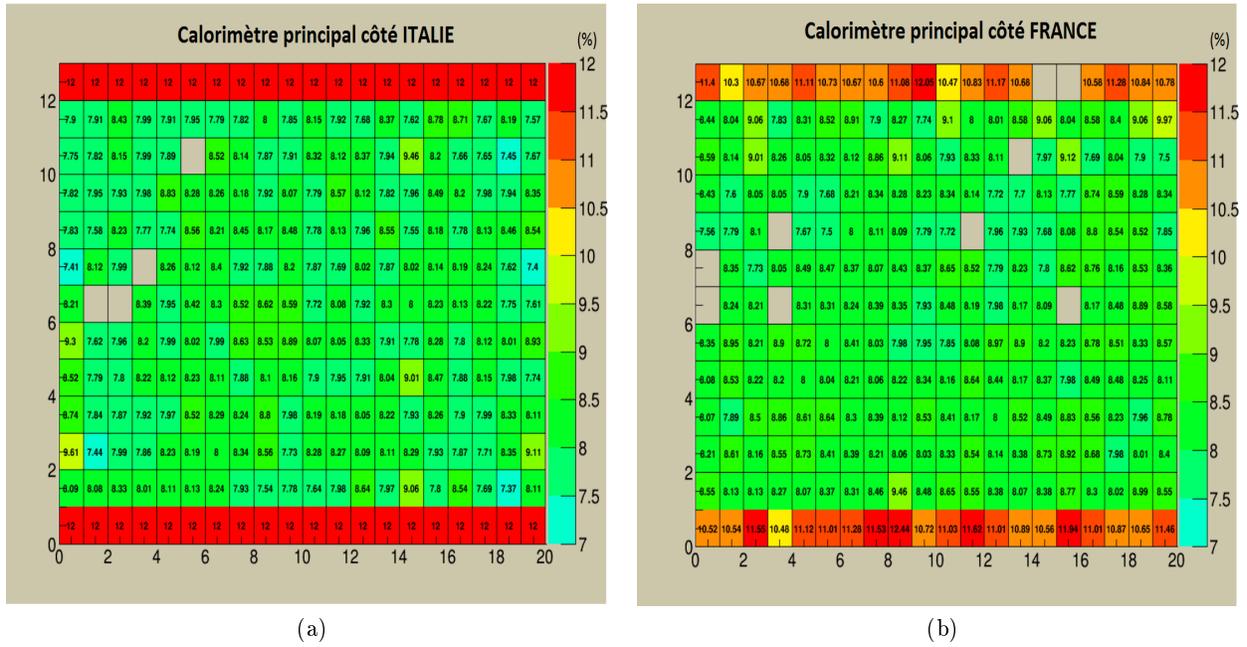


FIGURE 6.2: Cartographies des résolutions en énergies FWHM (%) à 1 MeV des modules optiques des deux murs principaux du calorimètre de SuperNEMO. Les zones vides correspondent à une absence d'informations pour ces modules optiques liée à une perte de stockage mémoire. [NB : les données concernant les lignes supérieures et inférieures du calorimètre côté italien vont être vérifiées prochainement]

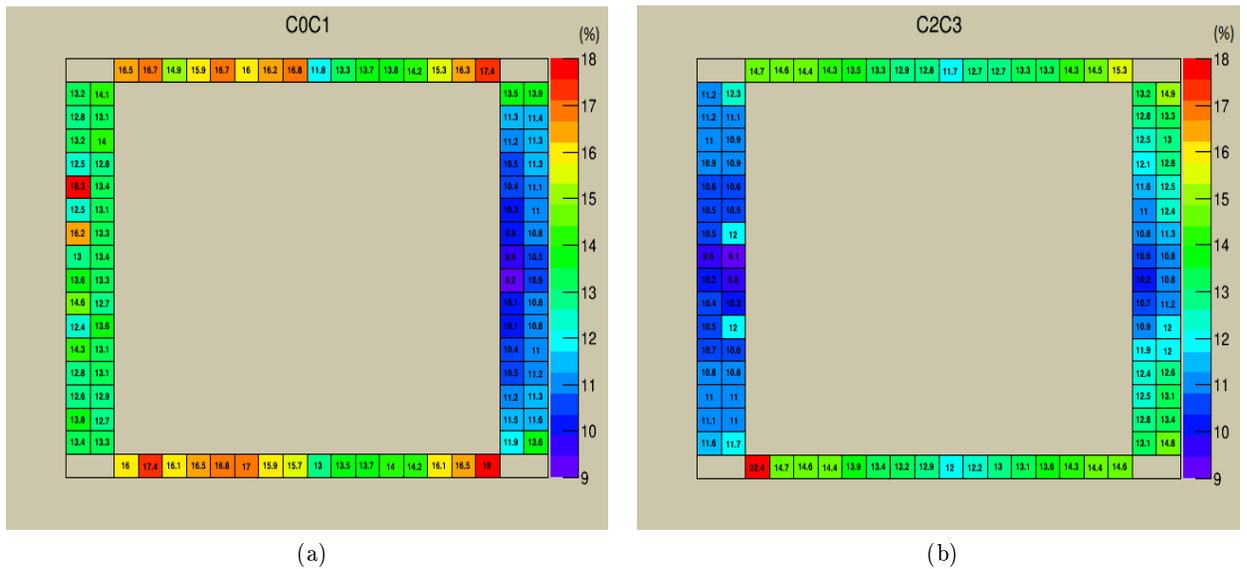


FIGURE 6.3: Cartographies des résolutions en énergies FWHM (%) à 1 MeV des modules optiques X-Wall (côtés) et G-VETO (haut et bas) positionnés autour du trajectographe.

où N_A est le nombre d'Avogadro, W la masse atomique de l'isotope $\beta\beta$ considéré (82 g/mol pour le ^{82}Se), ϵ l'efficacité de sélection des événements $\beta\beta 0\nu$, M la masse totale d'isotopes $\beta\beta$ contenue dans le détecteur (7 kg dans le démonstrateur) et T le temps de mesure de l'expérience (2,5 ans dans le cas du démonstrateur). Le produit $M \times T$ représente l'exposition totale du détecteur qui est de 17,5 kg.ans pour le démonstrateur. Le terme N_{exclus} correspond au nombre d'événements de signal exclus, calculé à partir du nombre d'événements de bruit de fond selon la statistique de Feldman-Cousins et l'indice de confiance utilisé [181]. Toutes les valeurs de sensibilité seront présentées avec un indice de confiance de 90 %.

A partir de l'équation 6.2.1, nous voyons que pour déterminer la sensibilité du démonstrateur, il nous reste à définir l'efficacité de sélection des événements $\beta\beta 0\nu$ (ϵ) ainsi que les différentes efficacités de sélection des événements de bruits de fond afin de pouvoir en déduire N_{exclus} .

6.2.1 Détermination des efficacités de sélection des événements $\beta\beta 0\nu$ et de bruit de fond

Pour réaliser cette étude, le nombre d'événements simulés a été de 3 millions pour la décroissance $\beta\beta 0\nu$, 5 millions pour les décroissances du ^{208}Tl et du ^{214}Bi des feuilles sources et 10 millions en ce qui concerne la décroissance $\beta\beta 2\nu$ et la contribution liée au radon dans le trajectographe.

6.2.1.1 Sélections topologiques de 1^{er} niveau

Les événements $\beta\beta 0\nu$ sont déterminés suivant certains critères de sélection. Les coupures de base utilisées s'appuient sur la topologie des événements :

- Deux modules optiques doivent avoir été déclenchés, avec un dépôt d'énergie supérieur au seuil haut de déclenchement (150 keV) pour le premier et une énergie supérieure au seuil bas (50 keV) pour le deuxième.
- Chaque module optique est associé à une trace reconstruite au niveau du trajectographe.
- La reconstruction des traces ne fait pas intervenir d'autres traces au sein du trajectographe que celles reliées aux modules optiques déclenchés.
- La courbure des traces est négative (correspondant à un électron).

L'impact de ces différentes coupures sur l'efficacité de sélection des événements $\beta\beta 0\nu$ et de bruit de fond est donné tableau 6.3. L'efficacité de reconstruction des événements $\beta\beta 0\nu$ est de l'ordre de 29 % après application de toutes ces coupures topologiques. En ce qui concerne la décroissance $\beta\beta 2\nu$, l'énergie des électrons pouvant être plus faible, il peut arriver que certains d'entre eux ne sortent pas de la feuille source ou, trop déviés par le champ magnétique n'atteignent pas le calorimètre, entraînant ainsi une baisse d'efficacité par rapport à la décroissance $\beta\beta 0\nu$. Pour les autres bruits de fond, les efficacités de sélection sont beaucoup plus faibles car la création d'événements à deux électrons est rare.

Ces efficacités sont utilisées pour estimer les nombres d'événements de bruit de fond attendus pour un certain temps d'exposition T du détecteur, et déterminés par :

$$N_{2\nu} = \frac{N_A \ln 2}{W} \times \frac{\epsilon_{2\nu} \times M \times T}{T_{1/2}^{2\nu}} \quad (6.2.2)$$

$$N_{214\text{Bi}} = A_{214\text{Bi}} \times \epsilon_{214\text{Bi}} \times M \times T \quad (6.2.3)$$

$$N_{208\text{Tl}} = A_{208\text{Tl}} \times \epsilon_{208\text{Tl}} \times M \times T \quad (6.2.4)$$

Coupures	$\beta\beta 0\nu$	$\beta\beta 2\nu$	^{214}Bi	^{208}Tl	Radon
2 modules déclenchés	54,56 %	23,47 %	23,60 %	23,90 %	23,77 %
+ 2 modules associés à des traces	44,90 %	17,79 %	0,51 %	0,25 %	0,48 %
+ 0 trace reconstruite supplémentaire	33,85 %	12,52 %	0,30 %	0,16 %	0,22 %
+ 2 électrons identifiés	28,88 %	10,49 %	0,22 %	0,13 %	0,07 %

TABLE 6.3: Efficacités de sélection des évènements $\beta\beta 0\nu$ et de bruit de fond en fonction des coupures topologiques de 1^{er} niveau utilisées. La dernière ligne correspond aux efficacités finales.

$$N_{\text{Radon}} = A_{\text{Radon}} \times \epsilon_{\text{Radon}} \times V \times T \quad (6.2.5)$$

où $T_{1/2}^{2\nu}$ est la demi-vie de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ ($T_{1/2}^{2\nu} = 9 \times 10^{24}$ ans pour le ^{82}Se), $A_{^{214}\text{Bi}, ^{208}\text{Tl}}$ représentent respectivement les niveaux de contaminations massiques attendus pour les feuilles sources en ^{214}Bi et en ^{208}Tl et A_{Radon} l'activité en radon du trajectographe. Le terme V correspond au volume total du trajectographe qui est de 15,3 m³.

6.2.1.2 Sélections en énergie - recherche de la région d'intérêt

Le signal $\beta\beta 0\nu$ recherché étant localisé sur une certaine région du spectre en énergie des électrons, une fenêtre de sélection en énergie ($E_{\text{inf}}, E_{\text{sup}}$) doit être optimisée dans cette région d'intérêt (ROI pour "Region Of Interest") pour améliorer le rapport signal sur bruit. Les efficacités de sélection du signal et du bruit de fond sont obtenues par intégration des spectres en énergie (figure 6.4) par :

$$\epsilon_i(E_{\text{inf}}, E_{\text{sup}}) = \frac{1}{N} \int_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}} \frac{dN}{dE} dE \quad (6.2.6)$$

Les différentes efficacités de sélection en fonction de la borne inférieure de la zone d'intérêt sont visibles sur la figure 6.5a. En accord avec les équations 6.2.2, 6.2.3, 6.2.4 et 6.2.5 et les taux de contaminations attendus, nous sommes en mesure d'en déduire le nombre d'évènements de bruit de fond en fonction de la borne inférieure de la région d'intérêt (figure 6.5b).

A partir de ces deux figures, on comprend que la sensibilité maximale (équation 6.2.1) sera obtenue pour la zone d'intérêt permettant d'atteindre une bonne efficacité de sélection des évènements $\beta\beta 0\nu$ tout en minimisant le nombre d'évènements de bruit de fond attendus. Cette sensibilité maximale s'obtient en :

1. Déterminant la zone d'intérêt garantissant le meilleur rapport signal sur bruit pour une exposition donnée,
2. Ajoutant de nouvelles coupures pour optimiser le rapport signal sur bruit.

Le premier point fera l'objet du paragraphe suivant, le second point qui nécessite une étude complète des différentes coupures envisagées fera l'objet de la section 6.2.1.3.

A partir des informations des figures 6.5a et 6.5b et à l'aide de l'équation 6.2.1, nous sommes en mesure de pouvoir calculer la sensibilité en fonction de la borne inférieure de la ROI. La borne supérieure de la ROI va également être laissée libre du fait de la présence de contaminations en ^{208}Tl . En effet, cet isotope est caractérisé par l'émission de rayonnements gamma de hautes énergies qui peuvent entraîner la création d'un signal à deux électrons pour des énergies pouvant aller jusqu'à

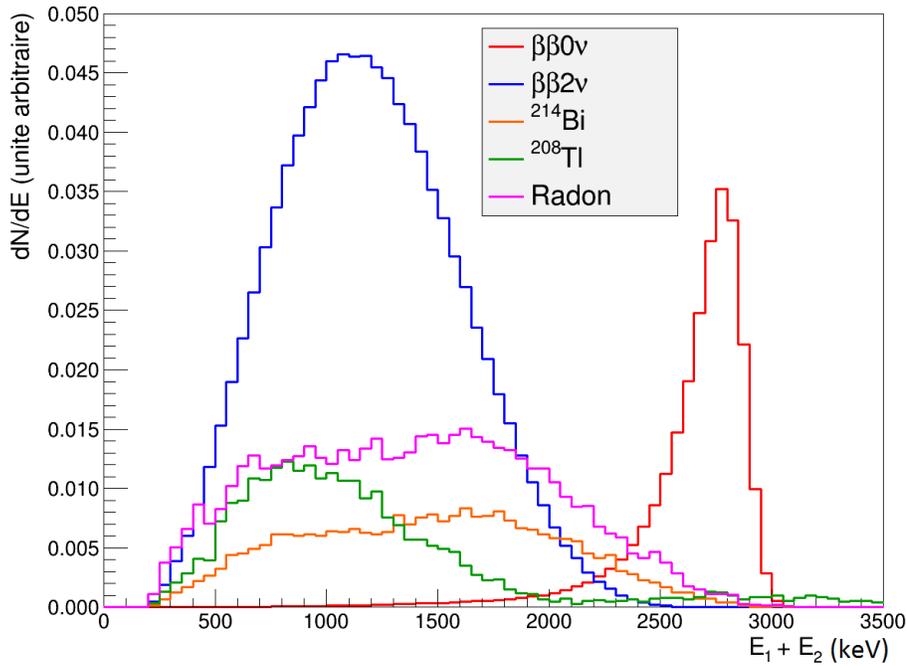


FIGURE 6.4: Spectres en énergie somme des deux électrons obtenus par simulation des événements $\beta\beta 0\nu$ et des bruits de fond après application des coupures de nature topologique de 1^{er} niveau.

5000 keV, ce qui se situe au delà de la fin du spectre $\beta\beta 0\nu$. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 6.6. Cette optimisation correspond au cas simple où seules les contaminations internes de la feuille source sont prises en compte ($\beta\beta 2\nu$, ^{214}Bi et ^{208}Tl), c'est à dire sans la contamination en radon dans le trajectographe. On constate que la sensibilité maximale dans cette situation est de $4,68 \cdot 10^{24}$ ans pour une zone d'intérêt comprise entre 2700 et 3050 keV. Le nombre d'évènements de bruit de fond attendus dans cette ROI est de 0,54 pour une exposition totale de 17,5 kg.ans.

Il est intéressant à présent de caractériser l'évolution de cette sensibilité en fonction de la contamination en radon du trajectographe (figure 6.7), l'évolution en fonction des contaminations internes en ^{214}Bi et ^{208}Tl sera présentée en fin de cette étude. En effet, l'origine du bruit de fond radon étant différente de celle du signal, de nouvelles coupures, spécifiques à ce bruit de fond, vont pouvoir être étudiées et proposées. Plus la contamination en radon augmente et plus le nombre d'évènements de bruit de fond attendus dans la ROI est important. Cela a comme conséquence, soit d'augmenter le nombre d'évènements de bruit de fond attendus soit de changer la ROI afin de minimiser ce nombre entraînant alors une baisse d'efficacité de sélection des événements $\beta\beta 0\nu$. Dans les deux cas, cela aboutit à une baisse de sensibilité de l'expérience. Dans le cas de la contamination attendue du trajectographe, qui est de $150 \mu\text{Bq}/\text{m}^3$, la sensibilité n'est plus que de $3,86 \cdot 10^{24}$ ans comparée au $4,68 \cdot 10^{24}$ ans en l'absence de radon, soit une baisse de l'ordre de 18 %.

6.2.1.3 Sélections adaptées à la réduction du bruit de fond radon

Contrairement aux autres sources de bruits de fond, le radon localisé à l'intérieur du trajectographe peut créer des évènements dont la topologie est différente de celle des contaminations dans la

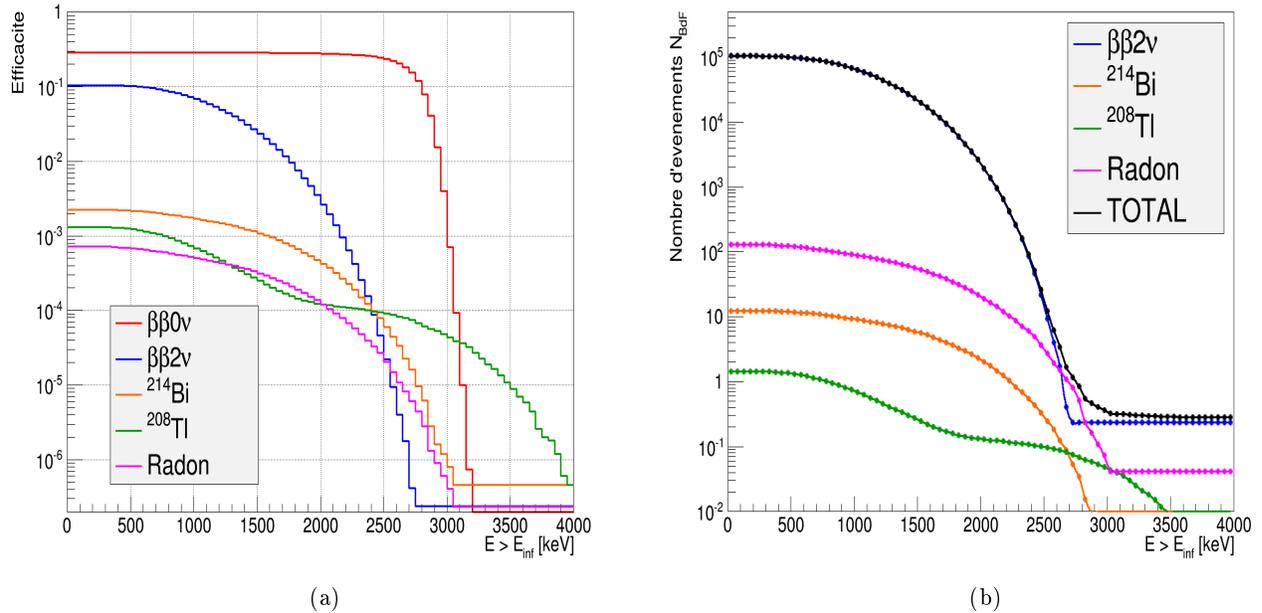


FIGURE 6.5: Efficacités de sélection du signal $\beta\beta 0\nu$ et des différents bruits de fond simulés (a) et nombre d'événements correspondants attendus dans la ROI en fonction de la borne inférieure choisie. La borne supérieure est fixée, dans ce cas, à 4000 keV.

feuille source. Quatre pistes ont été étudiées pour maximiser la sensibilité de l'expérience en présence de radon :

1. Rejeter les événements comprenant une cellule retardée. En effet, ce type d'événement peut correspondre à l'émission retardée d'une particule alpha après la décroissance du ^{214}Bi .
2. Rejeter les événements dont le vertex reconstruit ne se retrouve pas au niveau des feuilles sources. Le radon étant localisé au niveau du trajectographe, cette coupure permettra de rejeter un certain nombre d'événements.
3. Rejeter les événements au cours desquels les deux vertex reconstruits sont trop éloignés l'un de l'autre. En effet, des événements générés sur la première rangée de fils, qui auront été reconstruits correctement avec des trajectoires extrapolées au niveau de la feuille source, vont avoir des traces avec des ouvertures angulaires plus importantes, qui se traduisent par un écart plus grand des vertex reconstruits au niveau de la source.
4. Rejeter les événements dont le temps de vol des particules n'est pas en accord avec une émission simultanée au niveau des feuilles sources. Effectivement, un électron généré sur un fil situé proche du calorimètre peut se diriger vers les feuilles sources, traverser le détecteur ou revenir en arrière vers le calorimètre, et dans les deux cas déclencher un module optique. Si dans le même temps, le ^{214}Bi a émis un rayonnement gamma qui a déclenché un autre module optique considéré à tort comme associé à la trace de l'électron, on se retrouve avec un événement de type $\beta\beta$ avec deux modules optiques déclenchés associés à une trace. Néanmoins, le temps de déclenchement du premier module optique (par le rayonnement gamma) est en avance par rapport à celui du second module optique (déclenché par l'électron) si bien que l'hypothèse d'une émission au niveau de la feuille source peut être rejetée par une coupure sur les temps de vol.

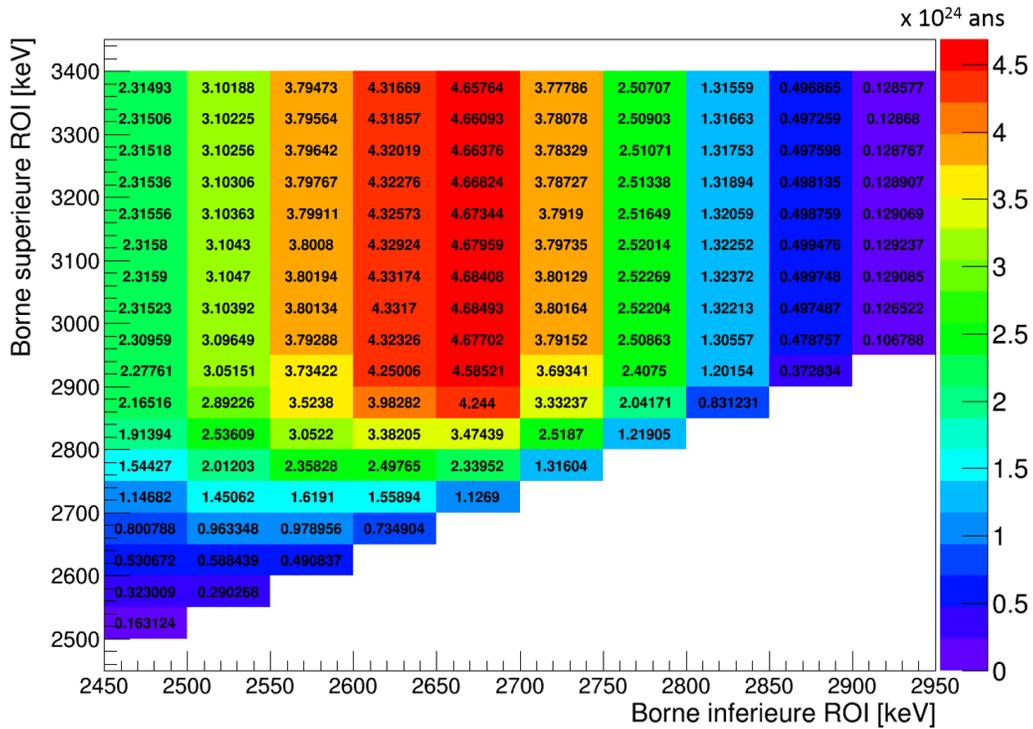


FIGURE 6.6: Sensibilités du démonstrateur SuperNEMO sur la demi-vie du processus $\beta\beta\nu$, avec une exposition totale de 17,5 kg.ans de ^{82}Se , obtenues par simulation en tenant compte des contaminations en ^{214}Bi et ^{208}Tl et de la décroissance $\beta\beta2\nu$ après application des sélections topologiques de 1^{er} niveau, en fonction des bornes inférieures et supérieures de la ROI.

Tandis que les deux premières coupures sont de types booléennes (soit oui, soit non), les deux suivantes doivent être étudiées plus finement afin de caractériser les paramètres optimaux permettant de maximiser le rapport signal sur bruit.

Sélection sur l'écart de reconstruction des vertex

Afin de déterminer la meilleure coupure à appliquer pour rejeter les événements liés au radon, nous comparons les distributions représentant les écarts de reconstruction des vertex selon les deux axes y et z du plan des feuilles sources pour les événements de bruit de fond et pour le signal $\beta\beta\nu$. Les figures 6.8a et 6.8b représentent ces distributions obtenues après application des coupures de nature topologique de 1^{er} niveau. On peut observer que les distributions des différentes contributions issues des feuilles sources sont globalement équivalentes même si on peut déceler une distribution un peu plus élargie concernant pour le ^{214}Bi et le ^{208}Tl . Cet élargissement provient du fait que les électrons ne proviennent pas du même vertex, le second étant créé par conversion interne, diffusion Möller ou diffusion Compton. Une différence bien plus nette apparaît entre la distribution liée au signal $\beta\beta\nu$ et celle liée aux événements issus du radon. Une coupure sur ces paramètres permettra d'améliorer le rapport signal sur bruit.

Ainsi, nous avons testé l'influence de coupures sur ces écarts de vertex sur la sensibilité du détecteur. L'ensemble des résultats pour chacun des deux axes du plan source sont présentés sur les

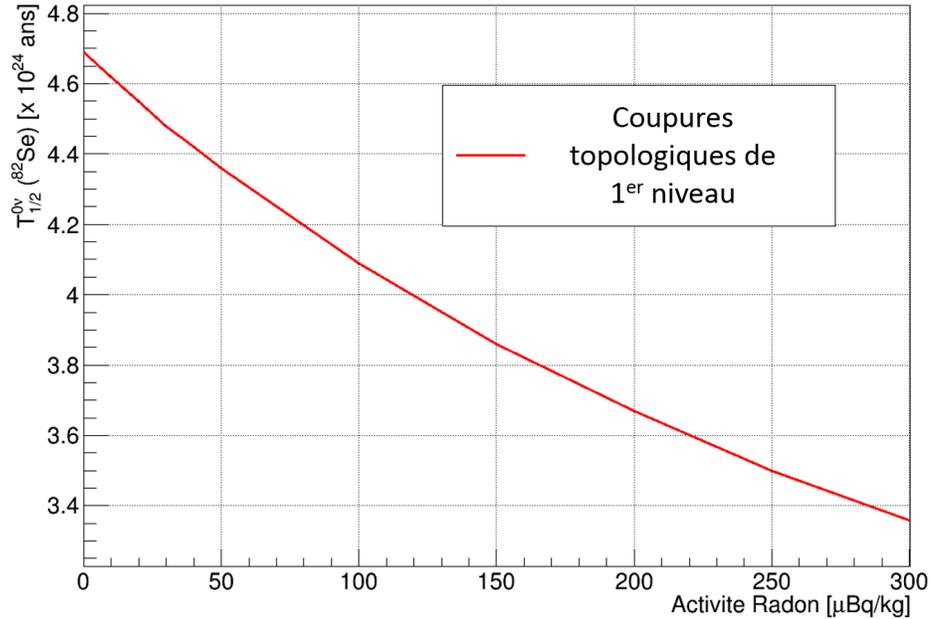


FIGURE 6.7: Evolution de la sensibilité du démonstrateur SuperNEMO obtenue par simulation en fonction du niveau de la contamination en radon du trajectographe en tenant compte des contaminations de la feuille source (^{207}Bi et ^{208}Tl) et de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ et en appliquant les coupures topologiques de 1^{er} niveau.

figures 6.9a et 6.9b. La contamination en radon lors de cette étude a été fixée à la valeur attendue dans le démonstrateur, soit $150 \mu\text{Bq/m}^3$, et les contaminations de la feuille source sont toujours fixées aux valeurs de référence. Lorsqu'on ajoute une coupure trop stricte sur les écarts de reconstruction des vertex, on constate une importante baisse de la sensibilité qui augmente de nouveau pour atteindre un maximum pour un écart de vertex inférieur à 80 mm selon l'axe y et 100 mm selon l'axe z. Ce type de comportement s'explique par le fait que pour une coupure sur des écarts de reconstruction faible, une part trop importante du signal est rejeté, en comparaison avec celle du bruit de fond. Cela entraîne alors une baisse de la sensibilité en accord avec l'équation 6.2.1. L'association de ces coupures d'écart des vertex selon les axes y et z permet d'obtenir une sensibilité de $3,94 \cdot 10^{24}$ ans, à comparer à $3,86 \cdot 10^{24}$ ans sans ces coupures, soit une amélioration de 2 %.

Le tableau 6.4 présente le pourcentage d'événements conservés après application individuelle de ces deux coupures. L'impact est relativement faible sur la perte d'efficacité $\beta\beta 0\nu$ alors qu'il permet de rejeter 43 à 50 % des événements liés à la contamination en radon du trajectographe.

Coupure	$\beta\beta 0\nu$	$\beta\beta 2\nu$	^{214}Bi	^{208}Tl	Radon
$\Delta\text{Vertex}_y < 80 \text{ mm}$	94,6 (1) %	91,7 (1) %	82 (1) %	88 (2) %	50 (3) %
$\Delta\text{Vertex}_z < 100 \text{ mm}$	95,5 (1) %	93,5 (1) %	84 (1) %	90 (2) %	57 (3) %

TABLE 6.4: Pourcentages d'événements de décroissances $\beta\beta 0\nu$, $\beta\beta 2\nu$, du ^{214}Bi , du ^{208}Tl et du radon après application de chacune des coupures sur l'écart des positions des vertex reconstruits selon l'axe y et z.

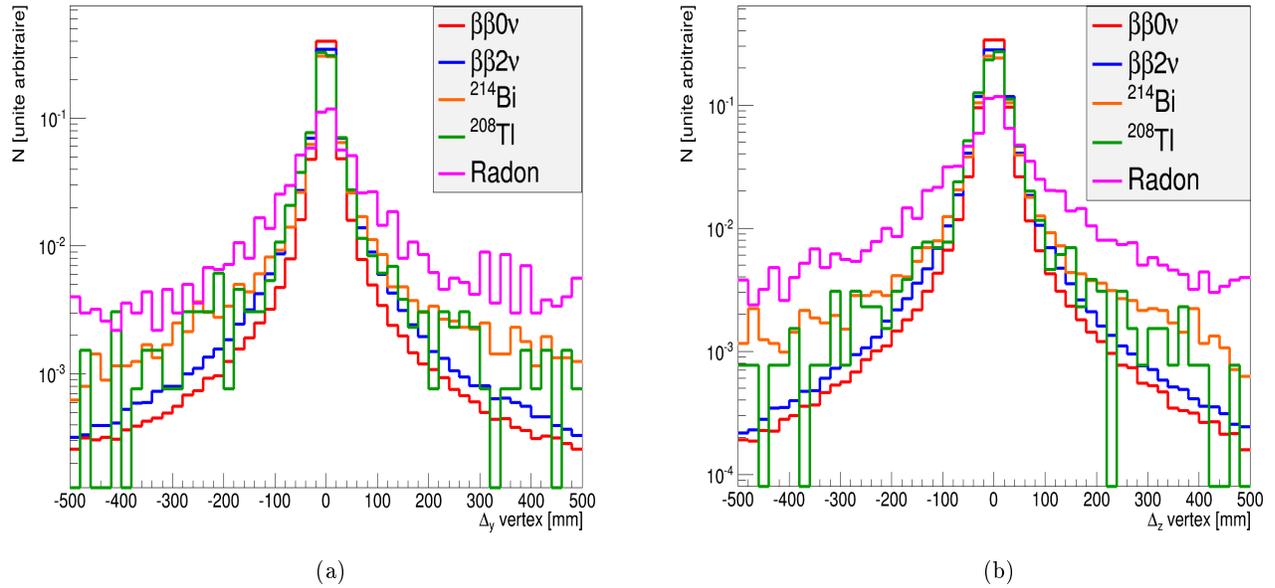


FIGURE 6.8: Distribution des différences de position du vertex reconstruit à partir des traces des événements créés par décroissances $\beta\beta_{0\nu}$, $\beta\beta_{2\nu}$, ^{214}Bi , ^{208}Tl et par le radon dans le trajectographe selon l'axe y (a) et l'axe z (b) et après sélection topologique de 1^{er} niveau.

Sélection sur les temps de vol des particules

La mesure des temps de vol des particules, rendue possible par la technique de type tracko-calorimètre de SuperNEMO, permet de tester des hypothèses sur l'origine de l'évènement et rejeter ainsi des évènements de bruits de fond en maximisant le rapport signal sur bruit. Soit l'évènement est d'origine interne, c'est à dire issu des feuilles sources, soit il est d'origine externe. Dans ce cas, il s'agit d'un électron traversant ou rétrodiffusant sur la feuille source. Dans le cadre de cette étude, nous ne nous intéresserons qu'au cas de l'hypothèse interne. En effet, l'hypothèse externe concerne principalement les évènements provenant de l'extérieur de la chambre à fils qui ne sont pas considérés ici (des détails sur cette coupure sont donnés en [174] et [120]).

Afin de calculer la probabilité qu'un évènement soit interne, il faut tout d'abord calculer le temps de vol théorique de chaque électron en supposant un départ de la source. Ce temps est donné par :

$$T_{th} = \frac{d}{\beta \times c} \text{ avec } \beta = \frac{\sqrt{E(E + 2mc^2)}}{E + mc^2} \quad (6.2.7)$$

avec d la distance parcourue par la particule entre son vertex de départ au niveau de la feuille source et son vertex d'arrivée sur le calorimètre en suivant la trajectoire donnée par la trace reconstruite, c la vitesse de la lumière dans le vide, E l'énergie de la particule déposée dans le module optique et m la masse de la particule au repos.

Si l'hypothèse interne est vérifiée, les différences de temps mesurées et théoriques entre les deux électrons doivent s'annuler. Néanmoins, du fait de la résolution temporelle et en énergie des modules optiques ainsi que des écarts expérimentaux au niveau de la reconstruction de la longueur des traces, la différence de ces temps n'est jamais exactement nulle. Une méthode basée sur le calcul

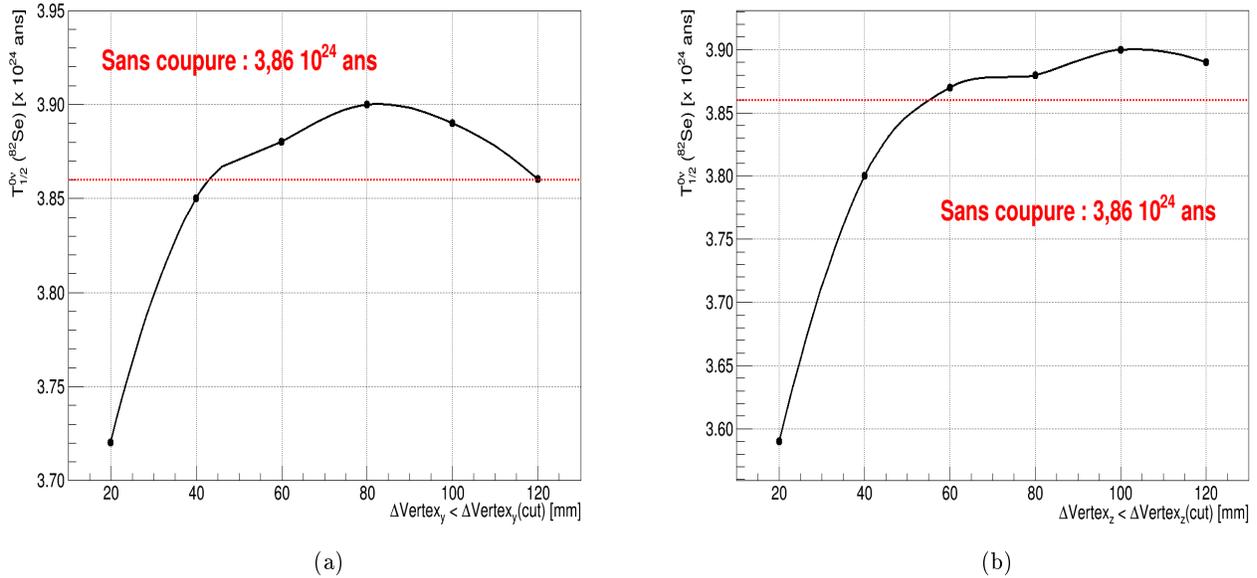


FIGURE 6.9: Evolution de la sensibilité du démonstrateur en fonction des coupures sur l'écart de reconstruction des vertex selon l'axe y (a) et l'axe z (b) avec les taux nominaux de contaminations en ${}^{214}\text{Bi}$, ${}^{208}\text{Tl}$ et radon et après sélections topologiques de 1^{er} niveau. Les sensibilités obtenues sont obtenues par la méthode ROI. La ligne en pointillés correspond à la sensibilité obtenue sans coupures sur les écarts de vertex.

des probabilités de temps de vol permet de déterminer l'hypothèse cinématique la plus probable. Ces probabilités tiennent compte des diverses erreurs associées à la mesure des temps de vol. Dans le cas de notre étude, la figure 6.10a est une représentation des distributions de probabilité interne obtenues dans le cas du signal $\beta\beta 0\nu$ et pour des événements induits par le radon du trajectographe. La distribution de la probabilité interne ($P_{interne}$) pour l'ensemble des événements montre que la majorité des événements liés au radon ont une probabilité interne inférieure à quelques 10^{-1} , ce qui est moins vrai pour les événements de signal $\beta\beta 0\nu$. L'allure générale de cette distribution va donc permettre de tester l'efficacité de certaines coupures. Notons qu'il est faux de considérer que l'appartenance d'un événement à l'hypothèse interne est plus vraisemblable si la probabilité calculée est proche de 1.

Toutes les coupures testées sur la probabilité interne sont représentées sur la figure 6.10b. Comme précédemment, ces tests ont été effectués à partir des contaminations attendues au niveau des feuilles sources et au niveau du trajectographe après application des sélections topologiques de 1^{er} niveau et en énergie selon la méthode ROI. En revanche, les sélections sur l'écart de reconstruction du vertex ne sont pas appliquées. A partir de cette figure, on constate que quelle que soit la coupure sur $P_{interne}$, un nombre important d'événements de bruit de fond est rejeté, ce qui permet d'améliorer la sensibilité. Néanmoins, une baisse trop importante d'événements liés au signal apparaît très vite pour des valeurs de $P_{interne}$ supérieures à 0,004. Cette coupure donne la meilleure sensibilité avec une valeur de $4,07 \cdot 10^{24}$ ans, à comparer à $3,86 \cdot 10^{24}$ ans, soit une amélioration de l'ordre de 5 %.

Le tableau 6.5 résume le pourcentage d'événements conservés pour les différentes contributions après application de la coupure sur $P_{interne}$. On observe que l'effet de cette coupure est faible sur les événements internes mais qu'elle permet de rejeter un nombre important d'événements générés

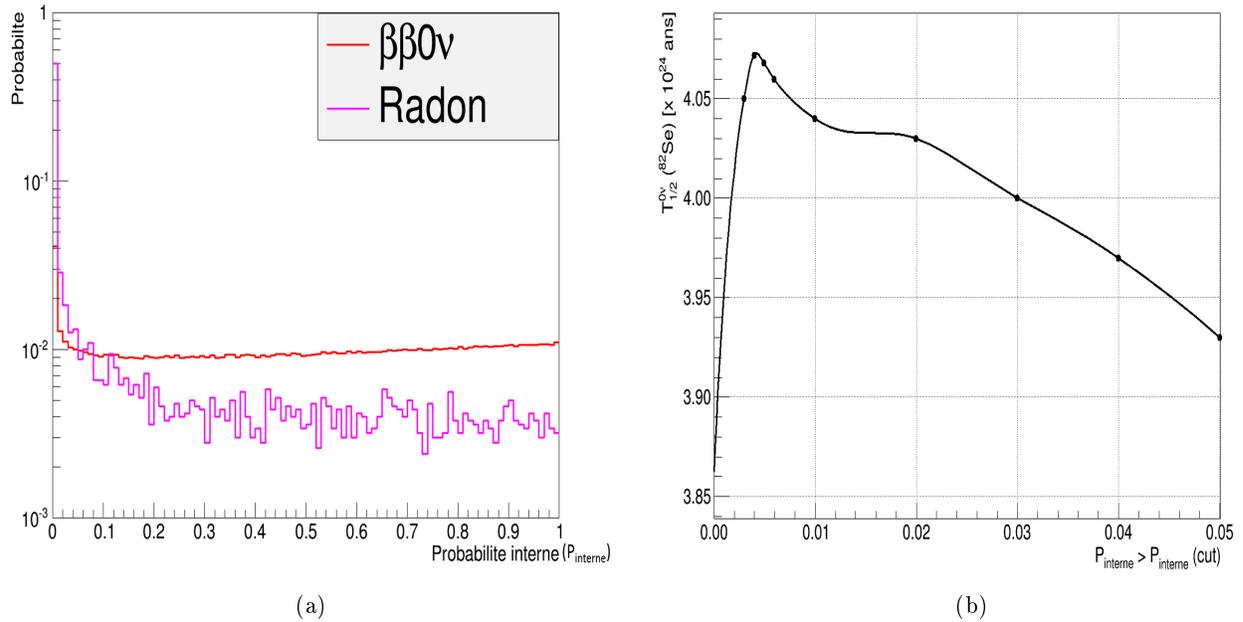


FIGURE 6.10: Distribution des probabilités internes obtenues par simulation du signal $\beta\beta\nu$ et pour les évènements créés par du radon de la chambre à fils (a) et evolution de la sensibilité du démonstrateur en fonction de la coupure sur la probabilité interne d'un évènement (b).

en dehors des feuilles sources. En effet, pour 96,9 % des évènements $\beta\beta\nu$ conservés, cette méthode permet de rejeter 46 % des évènements liés au radon.

Coupure	$\beta\beta\nu$	$\beta\beta 2\nu$	${}^{214}\text{Bi}$	${}^{208}\text{Tl}$	Radon
$P_{interne} > 0,004$	96,9 (1) %	97,6 (1) %	89 (1)%	91 (2) %	54 (2) %

TABLE 6.5: Pourcentages d'évènements de décroissances $\beta\beta\nu$, $\beta\beta 2\nu$, du ${}^{214}\text{Bi}$, du ${}^{208}\text{Tl}$ et du radon après application de la coupure sur la probabilité interne.

6.2.1.4 Sensibilité du démonstrateur en fonction du taux de radon

La sensibilité de l'expérience en fonction de la contamination en radon du trajectographe est présentée sur la figure 6.11. On peut y voir l'évolution de la sensibilité dans le cas des coupures topologiques de 1^{er} niveau et pour chacune des coupures adaptées à la rejection du radon et décrites précédemment. Une des premières remarques importantes concerne la coupure sur la présence de cellules retardées. Cette coupure n'est pas efficace car elle a tendance à rejeter un nombre trop important d'évènements liés au signal. En effet, pour le critère de radiopureté requis de la chambre à fils ($150 \mu\text{Bq}/\text{m}^3$), la sensibilité passe d'une valeur de $3,86 \cdot 10^{24}$ ans à une valeur de $3,76 \cdot 10^{24}$ ans par simple application de cette coupure. La raison à cela est que dans un cadre réaliste (simulé à l'aide du module d'étalonnage du trajectographe), les déclenchements tardifs de cellules sur la trajectoire de la particule sont probables. Cette coupure, qui diminue la sensibilité, ne sera pas appliquée en l'état et devra être améliorée. C'est justement l'intérêt du module "Alpha Finder", en phase de

développement par la collaboration, qui vise à discriminer les cellules retardées situées proches d'un vertex ou le long de la trajectoire d'une particule prompte.

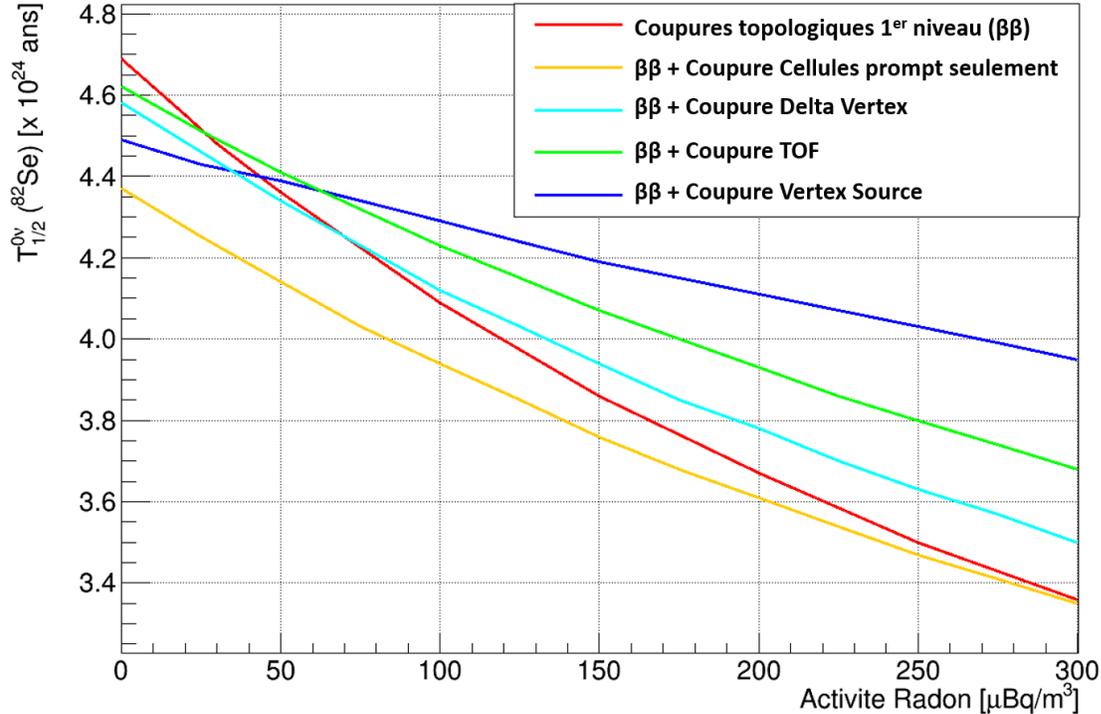


FIGURE 6.11: Evolution de la sensibilité du démonstrateur en fonction de la contamination en radon du trajectographe après application individuelle des différentes coupures. Le calcul de la sensibilité tient compte des contaminations nominales de la feuille source (^{207}Bi et ^{208}Tl) et de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ et est obtenu à partir de la méthode ROI.

Concernant les autres coupures, elles deviennent plus efficaces que les coupures topologiques de 1^{er} niveau à partir d'une certaine contamination de la chambre à fils ($30 \mu\text{Bq}/\text{m}^3$ pour la coupure sur la probabilité interne, $40 \mu\text{Bq}/\text{m}^3$ pour la sélection du vertex sur les feuilles sources et $70 \mu\text{Bq}/\text{m}^3$ en ce qui concerne la coupure sur les écarts de reconstruction des vertex). On constate que la coupure qui a le plus d'impact sur le gain en sensibilité est celle rejetant l'ensemble des événements dont le vertex ne se situe pas au niveau de la feuille source. Le vertex initial des événements liés à une contamination en radon de la chambre à fils n'étant pas localisé au niveau des feuilles sources, il n'est pas étonnant d'obtenir ce type de résultats. Pour une contamination en radon de $150 \mu\text{Bq}/\text{m}^3$, cette coupure a permis de passer d'une valeur de $3,86 \cdot 10^{24}$ ans dans le cas des coupures topologiques de 1^{er} niveau à une valeur de $4,19 \cdot 10^{24}$ ans, soit une amélioration de l'ordre de 9 %.

L'impact sur la sensibilité du détecteur de l'association de ces différentes coupures est représenté figure 6.12. Pour des valeurs de contaminations en radon inférieures à $30 \mu\text{Bq}/\text{m}^3$, la sensibilité maximale est obtenue avec les coupures topologiques de 1^{er} niveau, les autres entraînant une perte trop importante du signal. Ensuite, pour des taux de radon compris entre 60 et $240 \mu\text{Bq}/\text{m}^3$, la combinaison des coupures liées à la probabilité interne ainsi qu'à la position des vertex au niveau des feuilles sources (courbe jaune) permet d'optimiser la sensibilité. Au dessus de $240 \mu\text{Bq}/\text{m}^3$, la

sensibilité est légèrement améliorée en ajoutant la coupure sur l'écart de reconstruction. Au final, pour une contamination attendue du trajectographe à un niveau de $150 \mu\text{Bq}/\text{m}^3$, on constate que la sensibilité du détecteur est de $4,31 \cdot 10^{24}$ ans, en comparaison avec $3,86 \cdot 10^{24}$ ans sans autres coupures que celles topologiques de 1^{er} niveau. Les sélections adaptées à l'élimination du radon ont donc permis d'améliorer la sensibilité du détecteur d'environ 12 %.

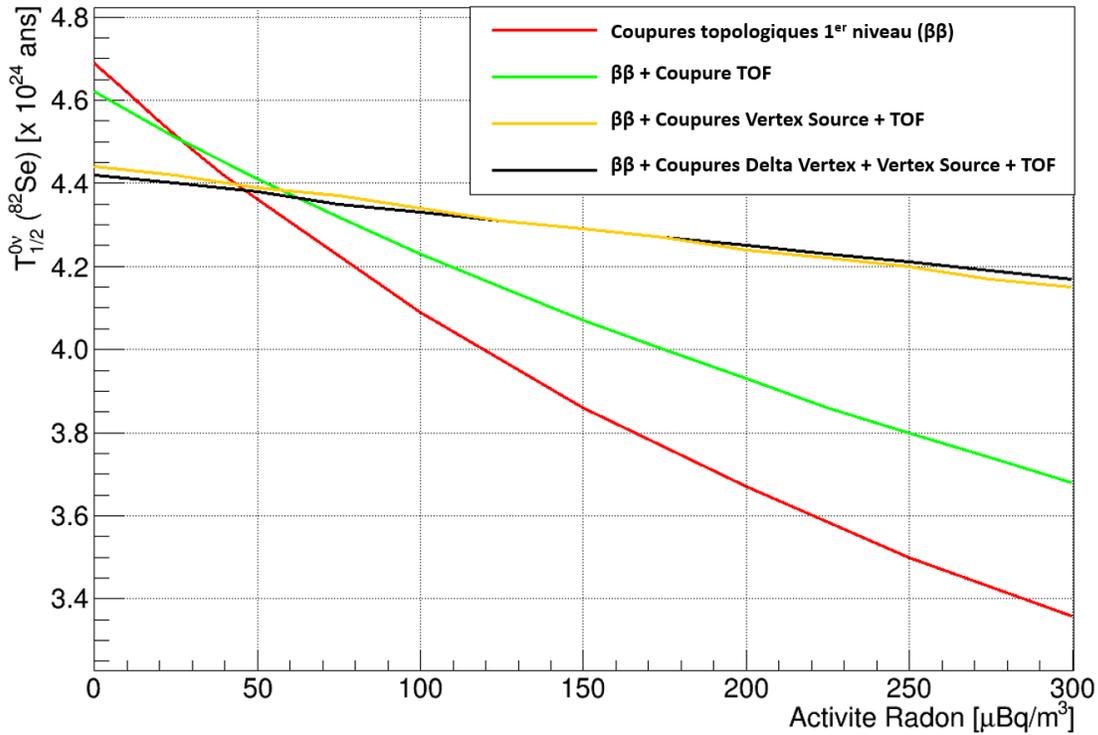


FIGURE 6.12: Evolution de la sensibilité du démonstrateur en fonction du taux de radon et pour les coupures adaptées à la rejection du radon. Le calcul de la sensibilité tient compte des contaminations nominales de la feuille source (^{207}Bi et ^{208}Tl) et de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ et est obtenu à partir de la méthode ROI.

Afin d'être le plus complet possible, nous avons cherché à démontrer que toutes ces coupures ne détériorent pas la sensibilité du détecteur dans le cas de contaminations en ^{214}Bi et ^{208}Tl s'éloignant des valeurs nominales considérées jusqu'à présent. Cela ne devrait pas être le cas car ces contaminations sont situées au niveau de la feuille source. L'évolution de la sensibilité en fonction du taux de ^{214}Bi est représentée sur la figure 6.13a et sur la figure 6.13b en fonction du taux de ^{208}Tl . Pour ces deux figures, la valeur de la contamination de la chambre à fils a été fixée à $150 \mu\text{Bq}/\text{m}^3$. Comme attendu, l'association des coupures définies précédemment permet aussi de gagner en sensibilité quelles que soient les valeurs de contaminations en ^{214}Bi et ^{208}Tl .

Bien entendu, cette étude n'est pas exhaustive au niveau des bruits de fond de l'expérience et il convient de rappeler que les coupures définies dans cette section pourront évoluer avec un modèle de bruit de fond plus élaboré. Dans le cadre de ce manuscrit, l'objectif principal est de caractériser l'influence des corrections en énergie développées au cours de cette thèse sur la sensibilité

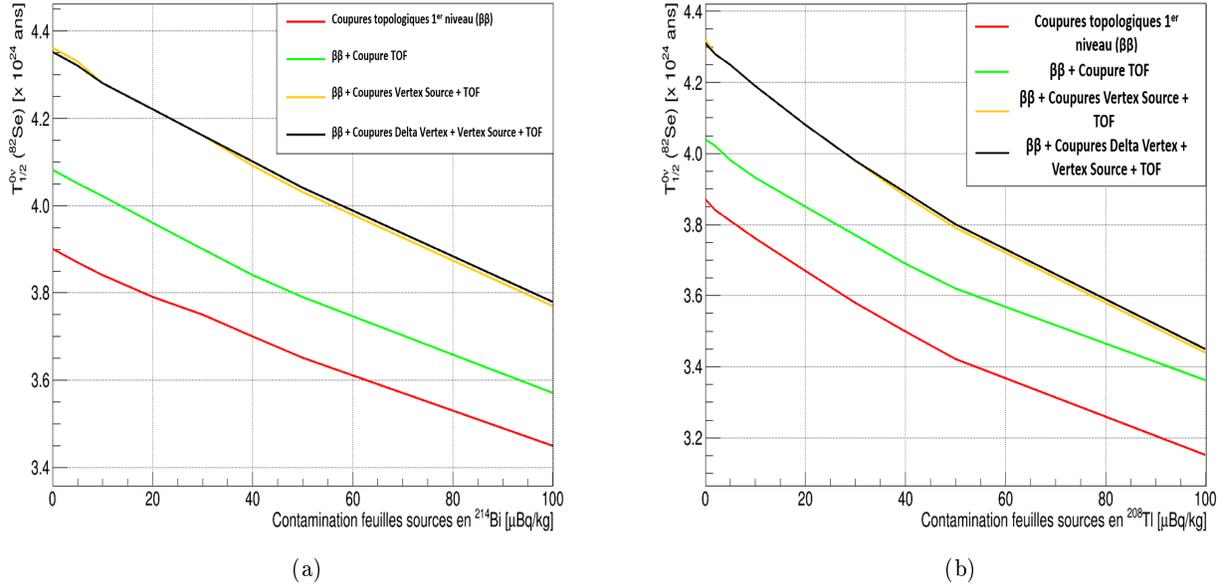


FIGURE 6.13: Evolution de la sensibilité du démonstrateur en fonction de la contamination en ^{214}Bi (a) et ^{208}Tl (b) des feuilles sources pour les coupures topologiques de 1^{er} niveau ainsi que les trois coupures adaptées à la rejection du radon. Le taux de radon considéré est de $150 \mu\text{Bq/m}^3$ et le calcul de sensibilité est obtenu à partir de la méthode ROI.

du démonstrateur de SuperNEMO. L'étude sans corrections ayant été réalisée, la prochaine section présentera la même étude avec la prise en compte des corrections en énergie.

6.2.2 Impact des corrections en énergie

L'objectif de cette section est de caractériser et quantifier l'impact des corrections en énergie C_{GBC} développées au cours de ce manuscrit sur la sensibilité du démonstrateur SuperNEMO. Pour cela, nous présenterons en détails la façon dont les données de simulation corrigées sont produites et quelle est la sensibilité obtenue à partir des différentes coupures présentées au cours de la section précédente. Enfin, nous montrerons certaines anomalies dans les spectres en énergie de l'expérience NEMO3 et nous verrons comment les corrections en énergie pourraient corriger les désaccords observés.

6.2.2.1 Méthode d'étalonnage des données de simulation

Comme nous avons pu le détailler au cours du chapitre 5, les simulations Monte-Carlo sans application des corrections en énergie C_{GBC} permettent de connaître uniquement l'énergie déposée dans le module optique tandis que la prise en compte de C_{GBC} permet de reproduire l'intégralité des phénomènes physiques ayant lieu au sein du scintillateur et du photomultiplicateur et d'obtenir ainsi l'énergie détectée (ou visible).

Les données MC vont devoir être étalonnées de la même façon que les données réelles du détecteur. En effet, rappelons que la mesure donne accès à une charge visible $Q_{visible}^{mes}$ qui est convertie en énergie déposée $E_{déposée}^{mes}$ mais uniquement pour les points dont l'énergie déposée est connue, c'est-à-dire pour

les principaux électrons émis par les sources d'étalonnage. Or, les charges visibles situées entre ces points d'étalonnage ont été impactées par les effets physiques et réels d'émission et de collection de la lumière dans le module optique et ont donc subi des distorsions qui ne sont pas linéaires en énergie. Il faut donc reproduire aussi dans les données MC ces distorsions par rapport à un étalonnage linéaire.

Pour cela, nous allons simuler la décroissance de noyaux de ^{207}Bi selon les différents positionnements prévus pour ces sources (section 2.4.1.1). La simulation est réalisée d'abord sans l'application de C_{GBC} afin de connaître le dépôt en énergie réel $E_{déposée}$ dans les modules optiques puis les données simulées sont corrigées par C_{GBC} afin de déterminer le dépôt en énergie visible $E_{visible}$. Des coupures sont appliquées sur les événements pour sélectionner ceux correspondants à un électron émis des sources d'étalonnage, avec :

- 1 seul module optique déclenché et associé à une trace.
- 1 seule trace présente dans la reconstruction de l'évènement.
- La courbure de la trace est négative.
- La reconstruction du vertex initial est située au niveau du plan défini par les feuilles sources

La figure 6.14a correspond au spectre en énergie sans application des corrections C_{GBC} tandis que la figure 6.14b correspond au spectre en énergie avec application des corrections. On observe bien la présence des deux pics en énergie correspondants aux électrons de conversion majoritaires du ^{207}Bi de 482 et 976 keV ainsi que les pics liés aux électrons de conversion des couches supérieures. Nous avons fait le choix d'ajuster la position de ces deux pics par une combinaison de deux gaussiennes. La figure 6.14a permet ainsi de déterminer l'énergie moyenne perdue par ces deux électrons au cours de leur trajectoires dans le détecteur (de l'ordre de 47 et 42 keV respectivement pour des électrons de 482 et 976 keV).

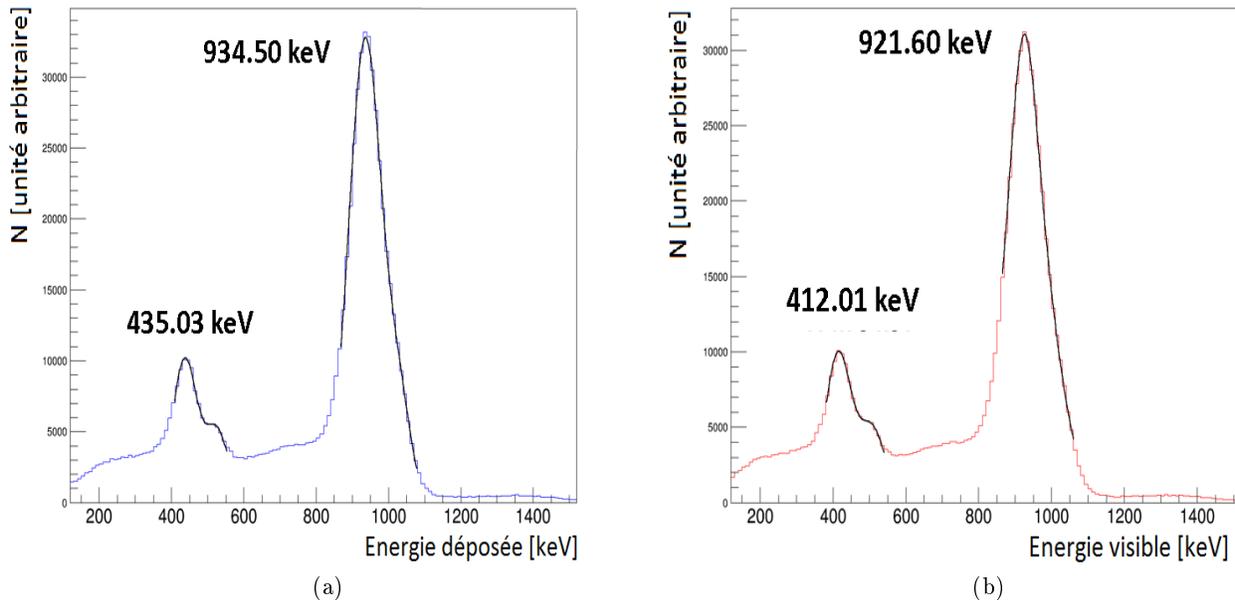


FIGURE 6.14: Spectre d'étalonnage de l'ensemble des modules optiques de SuperNEMO obtenu par simulation des sources de ^{207}Bi sans application des corrections en énergie C_{GBC} (a) et après application de ces corrections (b).

A partir de l'ensemble de ces informations, nous pouvons déterminer la droite d'étalonnage des

données MC. En effet, la position relative des deux pics en énergie avec et sans correction permet d'obtenir l'évolution de l'énergie visible en fonction de l'énergie déposée dans le bloc après application des corrections de telle sorte que :

$$E_{calibrée} = \alpha \times E_{visible} + \beta \quad (6.2.8)$$

où $\beta = 31 \pm 7$ keV représente l'intercept de calibration et $\alpha = 0,980 \pm 0,009$ représente la pente de la droite d'étalonnage. De la même façon que ce qui avait été remarqué au cours du chapitre 5 lors de l'étalonnage du module optique étudié sur les bancs de tests du CENBG, l'intercept de l'étalonnage en énergie est non nul et sa valeur est très proche de celles obtenues lors de l'étalonnage du détecteur NEMO3 (30 ± 10 keV). Il restera bien-sûr à vérifier la valeur de cet intercept dans les données de SuperNEMO.

La droite d'étalonnage ainsi déterminée par l'équation 6.2.8 est utilisée sur les données MC corrigées afin de replacer les pics en énergie visibles des électrons de conversion aux énergies déposées comme nous le faisons avec les données réelles. La figure 6.15 illustre le principe de cette méthode d'étalonnage des données de simulation. Les spectres en énergie sans corrections (en noir) et avec corrections (en cyan) correspondent aux deux spectres en énergie représentés respectivement sur les figures 6.14a et 6.14b. La courbe en rouge correspond à la courbe avec corrections (cyan) à laquelle nous avons appliqué la droite d'étalonnage.

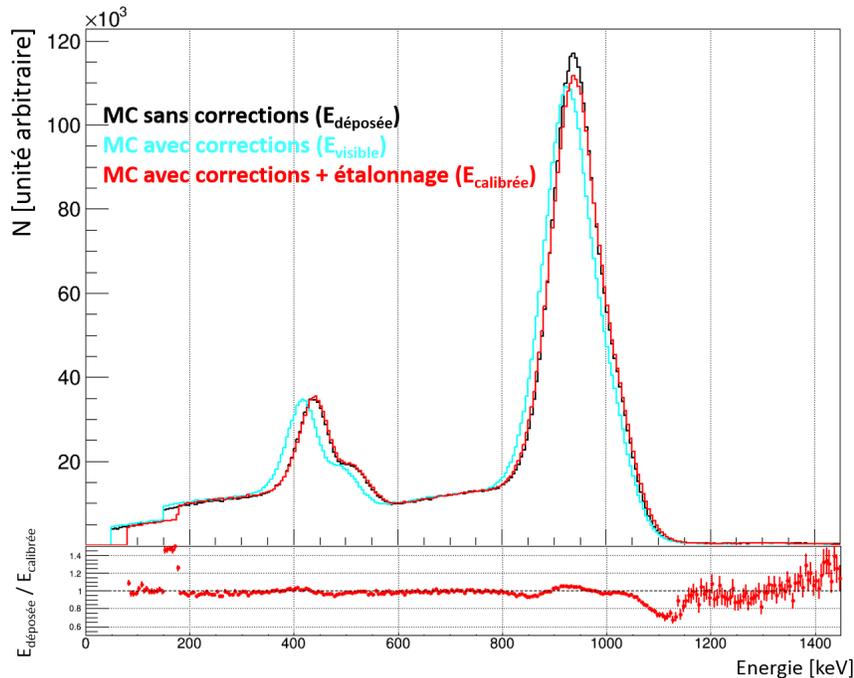


FIGURE 6.15: Comparaison des spectres d'étalonnage de l'ensemble des modules optiques de SuperNEMO obtenus par simulation des sources de ^{207}Bi sans application des corrections en énergie C_{GBC} ($E_{déposée}$ en noir), après application de ces corrections ($E_{visible}$ en cyan) puis après application de l'étalonnage ($E_{calibrée}$ en rouge). Les distorsions en énergie induites par l'application des corrections en énergie sont représentées par le rapport entre les spectres $E_{déposée}$ et $E_{calibrée}$.

Cet étalonnage a permis de replacer les deux pics aux énergies attendues. Les distorsions induites par l'application de C_{GBC} sont visibles en comparant le spectre sans corrections (noir) avec celui calibré (rouge) comme représenté sur le bas de la figure. On constate notamment une petite différence sur la hauteur relative des pics sans corrections et calibrés. Cette différence est induite par l'application de la correction géométrique. En effet, nous avons vu que la réponse du scintillateur suivant le point d'impact sur la face avant n'était pas totalement uniforme, principalement au niveau des coins délimités par la présence de la marche.

Enfin, il est important de préciser que dans le cas du fonctionnement du démonstrateur, chaque module optique aura alors sa propre réponse MC adaptée à ses performances déterminées par les étalonnages. Dans le cadre de cette étude, un seul étalonnage global réalisé sur l'ensemble des modules optiques a été utilisé.

6.2.2.2 Sélection des évènements corrigés en énergie

Les spectres en énergie obtenus après application des corrections en énergie C_{GBC} ont donc été étalonnés afin d'obtenir les spectres finaux équivalents à ceux qui seront obtenus dans les données réelles. La figure 6.16 montre le spectre corrigé pour les électrons de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ comparé à celui obtenu sans application des corrections en énergie. Ces deux spectres ont été obtenus dans le cadre d'une sélection d'évènements basée sur l'ensemble des coupures optimales décrites dans la section précédente. On constate que la prise en compte des corrections en énergie entraîne un élargissement de la distribution des évènements avec une énergie moyenne calibrée légèrement supérieure à celle déposée.

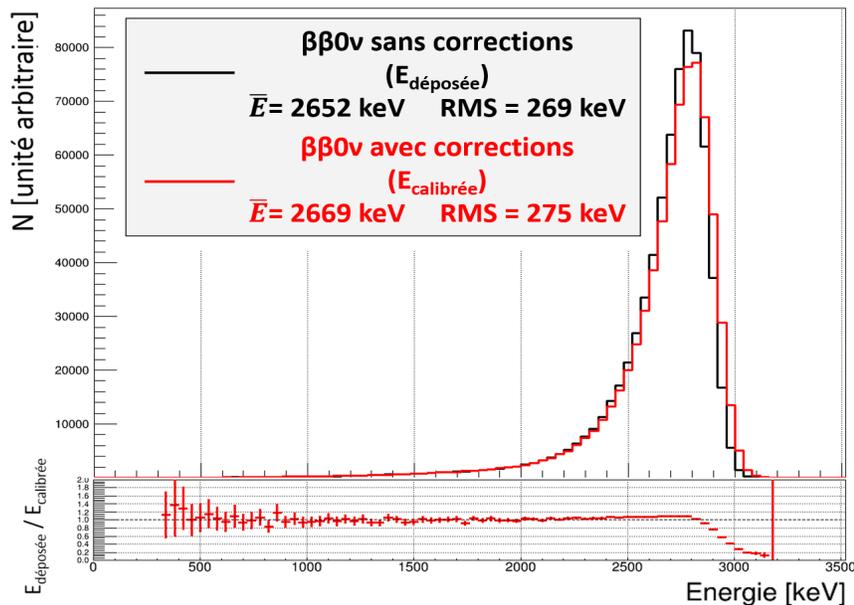


FIGURE 6.16: Spectres simulés de la somme des énergies déposées par les deux électrons émis lors du processus $\beta\beta 0\nu$ avec et sans application des corrections en énergie et pour les coupures optimales présentées dans la section précédente. Les distorsions en énergie induites par l'application des corrections en énergie sont représentées par le rapport entre les spectres $E_{déposée}$ et $E_{calibrée}$.

Ce décalage vers des énergies plus élevées va avoir un impact sur les calculs d'efficacités des différentes contributions de signal et de bruit de fond. La figure 6.17 montre l'évolution de ces efficacités en fonction de la borne inférieure de la ROI (la borne supérieure de la ROI est fixée à 4000 keV). On constate que pour une même borne inférieure de la ROI, les efficacités deviennent plus importantes quand les corrections en énergies sont prises en compte.

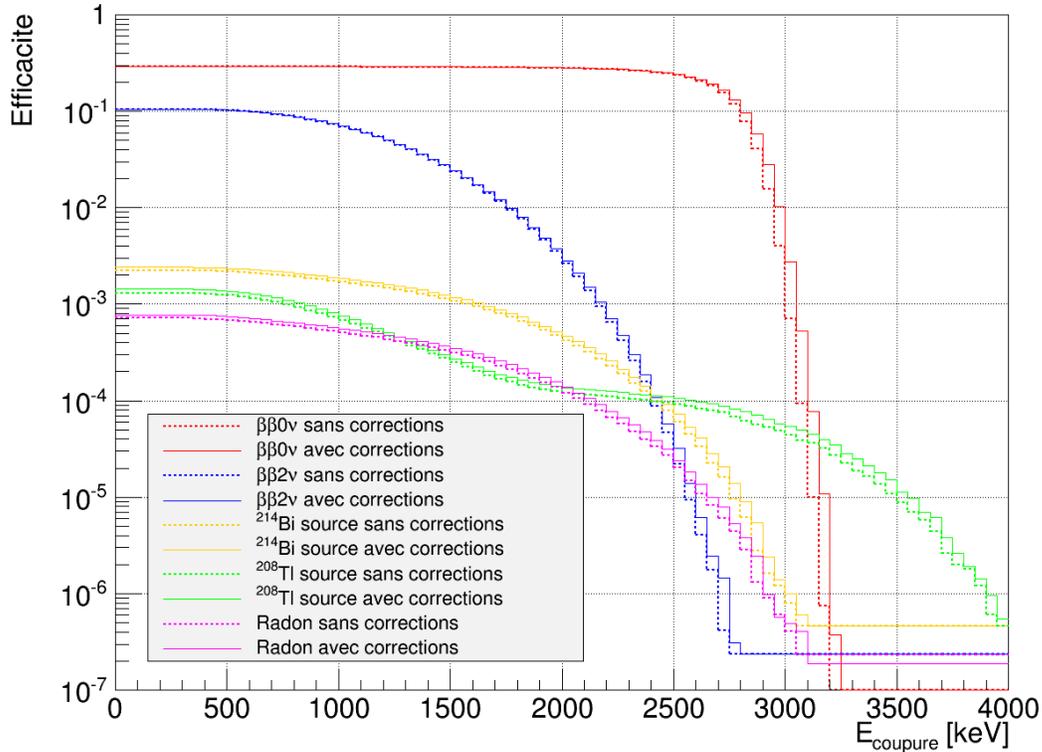


FIGURE 6.17: Comparaison des efficacités de sélection avec (traits pleins) et sans corrections en énergie (traits pointillés) des évènements de signal et de bruit de fond en fonction de la valeur de la borne inférieure de la ROI. Les sélections appliquées correspondent à l'ensemble des coupures optimales présentées dans la section précédente.

A partir de ces efficacités, nous pouvons à présent appliquer la méthode de la ROI pour déterminer la sensibilité optimale du détecteur lorsqu'on applique les corrections en énergie. La figure 6.18 montre la sensibilité ainsi obtenue en fonction du taux de radon dans le trajectographe et selon l'application des différentes coupures. De nouveau, comme dans le cas de l'étude de sensibilité sans corrections en énergie, nous voyons que l'efficacité des coupures dépend du taux de radon. Pour un taux nominal de $150 \mu\text{Bq}/\text{m}^3$, la meilleure sensibilité est de nouveau obtenue après application des coupures topologiques de 1^{er} niveau, de probabilité de temps de vol et de position du vertex sur la source. Cette sensibilité sur la demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ pour une exposition de 17,5 kg.ans de ^{82}Se vaut $3,84 \cdot 10^{24}$ ans. Nous allons à présent regarder en détails comment cette sensibilité se compare à celle obtenue sans application des corrections en énergie.

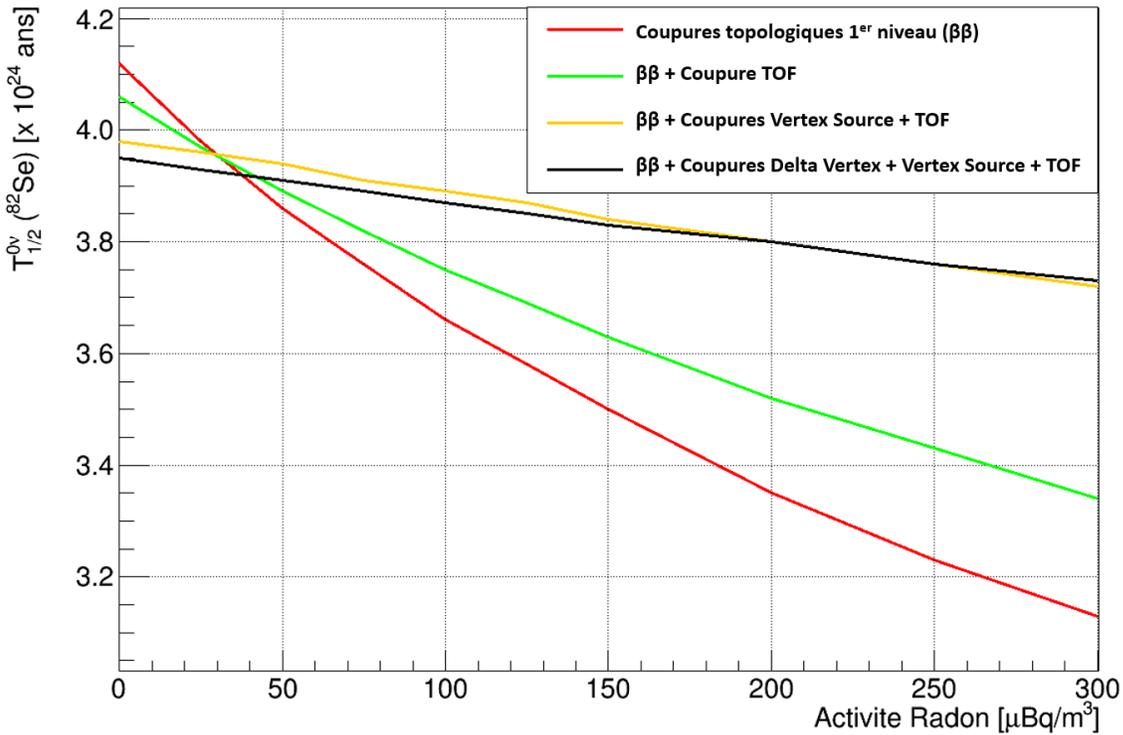


FIGURE 6.18: Evolution de la sensibilité du démonstrateur en tenant compte des corrections en énergie, en fonction du taux de radon et pour les différentes coupures adaptées à la rejection du radon. Le calcul de la sensibilité tient compte des contaminations nominales de la feuille source (^{207}Bi et ^{208}Tl) et de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ et est réalisé à partir de la méthode ROI pour une exposition de 17,5 kg.ans de ^{82}Se .

6.2.2.3 Comparaison des sensibilités avec et sans correction en énergie C_{GBC}

La figure 6.19 représente l'évolution de la sensibilité du démonstrateur SuperNEMO avant et après prise en compte de la correction C_{GBC} , en fonction de la contamination en radon dans le trajectographe. Les sensibilités indiquées sur cette figure correspondent aux sensibilités maximales obtenues sur les figures 6.12 et 6.18 en fonction du taux de radon. Les contaminations liées aux feuilles sources correspondent à celles attendues. Nous pouvons déjà constater que l'évolution de la sensibilité en fonction du taux de radon est la même en relatif avec et sans corrections en énergie. En revanche, à taux de radon fixé, l'application des corrections en énergie entraine une baisse significative de sensibilité. Ainsi, pour un taux de radon de 150 $\mu\text{Bq}/\text{m}^3$, la sensibilité du démonstrateur passe d'une valeur de $4,31 \cdot 10^{24}$ ans à une valeur de $3,84 \cdot 10^{24}$ ans, soit une baisse de l'ordre de 11 %.

Les résultats du tableau 6.6 permettent de mieux comprendre l'influence des corrections en énergie sur la perte de sensibilité du détecteur. Ce tableau donne le nombre d'événements de signal et de bruit de fond utilisés pour calculer la sensibilité du détecteur avec et sans applications des corrections en énergie. La première colonne correspond au calcul de sensibilité effectué sans la prise en compte des corrections en énergies. L'efficacité de sélection $\beta\beta 0\nu$ était alors de 14,47 % dans une ROI comprise entre 2700 et 3050 keV avec un nombre d'événements de bruits de fond de l'ordre de 0,65 pour une exposition totale de 17,5 kg.ans. Cela nous a amené à calculer une sensibilité

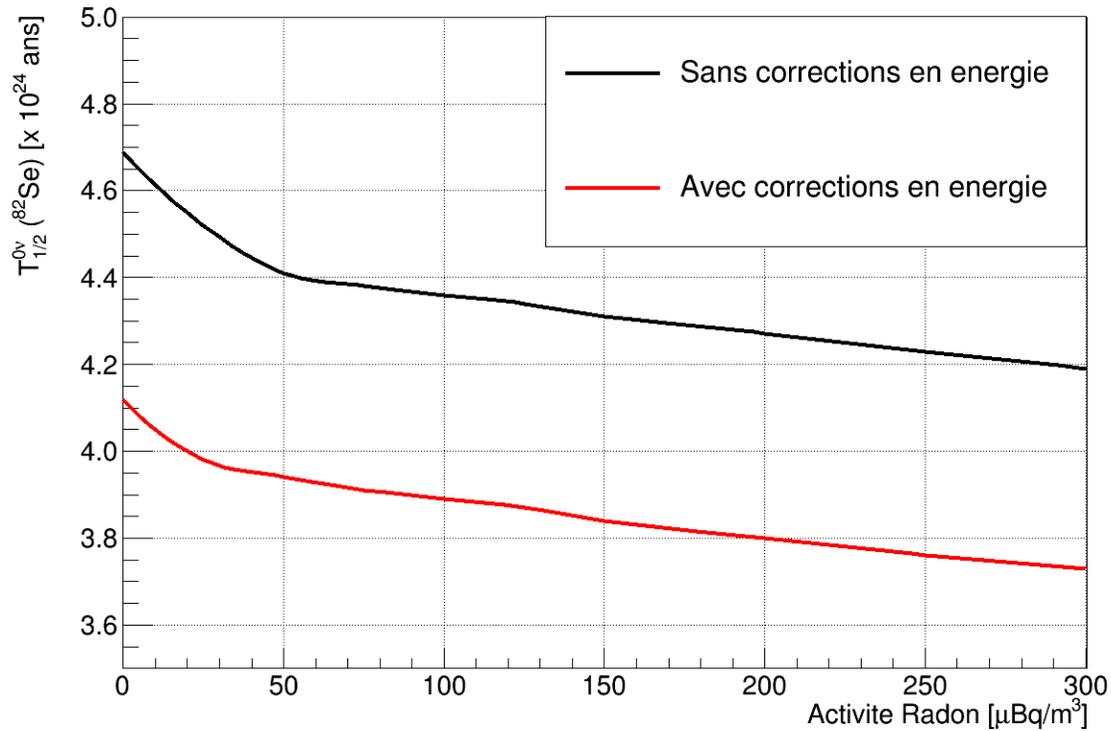


FIGURE 6.19: Influence de la prise en compte des corrections en énergie sur l'évolution de la sensibilité du démonstrateur en fonction de la contamination en radon du trajectographe pour une exposition de 17,5 kg.ans de ^{82}Se .

	Sans corrections	Avec corrections (1)	Avec corrections (2)
ROI [keV]	[2700 ; 3050]	[2650 ; 3100]	[2750 ; 3100]
Efficacité $\beta\beta 0\nu$ [%]	14,64	18,05	12,51
$N_{2\nu}$	0,41	2,24	0,31
$N_{214\text{Bi}}$	0,07	0,13	0,07
$N_{208\text{Tl}}$	0,03	0,04	0,03
N_{Radon}	0,15	0,31	0,12
N_{Total}	0,65	2,72	0,52
Sensibilité [$\times 10^{24}$ ans]	4,31	3,84	3,80

TABLE 6.6: Nombre d'évènements de signaux $\beta\beta 0\nu$ et de bruit de fond attendus dans la région d'intérêt (ROI) sans et avec application des corrections en énergie. La première et la deuxième colonne correspondent à une ROI optimale, la troisième à une ROI fixée choisie pour limiter le nombre d'évènements de bruit de fond. L'ensemble des résultats correspond à une exposition totale du démonstrateur SuperNEMO de 17,5 kg.ans.

du démonstrateur autour de $4,31 \cdot 10^{24}$ ans. La deuxième et la troisième colonnes correspondent au calcul de sensibilité avec la prise en compte des corrections en énergie. Dans la deuxième colonne, le nombre d'évènements est donné pour la ROI optimale. On remarque que la ROI est plus large que sans les corrections en énergie entraînant une augmentation de l'efficacité $\beta\beta 0\nu$ mais aussi un bruit de fond plus important (décroissance $\beta\beta 2\nu$ principalement), conduisant à une sensibilité de $3,84 \cdot 10^{24}$ ans. Dans la troisième colonne, la ROI a été fixée entre 2750 et 3100 keV afin d'obtenir un nombre d'évènement de bruit de fond comparable à celui trouvé en l'absence de corrections. Nous voyons alors qu'à bruit de fond équivalent, l'efficacité $\beta\beta 0\nu$ est diminuée. Ainsi, les distorsions sur les spectres induites par l'ensemble des trois corrections en énergies développées au cours de ce manuscrit ont comme conséquence de moins bien séparer les contributions du signal et du bruit de fond.

L'ensemble de cette étude montre donc un impact important des corrections en énergie sur la sensibilité du démonstrateur. On peut alors se demander si, dans l'analyse des données de NEMO3 qui ne prenait pas en compte ces corrections, certains désaccords entre spectres en énergie mesurés et simulés ne pourraient pas s'expliquer en introduisant ce type de corrections. La prochaine section présentera ainsi les deux principaux désaccords observés pendant l'analyse des données de NEMO3.

6.2.2.4 Corrections en énergie et expérience NEMO3

L'objectif de cette section est de simuler, dans le démonstrateur SuperNEMO, les processus ayant montré des désaccords entre mesures et simulations dans l'expérience NEMO3. La comparaison des données simulées dans SuperNEMO avec et sans corrections en énergie permettra de regarder si les distorsions introduites par ces corrections peuvent reproduire les distorsions également observées entre les données réelles et simulées de NEMO3. Il ne s'agit pas de refaire l'analyse des données de NEMO3 en tenant compte de ces corrections, même si ce travail apporterait une réponse plus précise, elle nécessiterait de redévelopper les corrections en énergie proposées en les adaptant à la géométrie et à la composition du calorimètre de NEMO3 et demanderait un temps de simulation et d'analyse très long. Le principe des deux expériences NEMO3 et SuperNEMO étant très semblable, dans une première approximation qualitative les effets observés dans un détecteur peuvent être extrapolés à l'autre détecteur. Nous modifierons juste la résolution en énergie simulée dans SuperNEMO pour l'adapter à celle de NEMO3 soit environ 15 % FWHM à 1 MeV.

Nous allons commencer par regarder les données de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se puis nous évaluerons l'effet des corrections sur les spectres en énergie des rayonnements gamma issus des sources de calibration avec le ^{207}Bi .

Spectre en énergie de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se dans NEMO3

Comme les données réelles et les données MC de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se étaient en accord dans les analyses de NEMO3, la première chose à vérifier est que les corrections en énergie n'induisent pas de changement majeur sur l'allure du spectre de la somme en énergie des deux électrons de cette décroissance (figure 6.20a). Le spectre $\beta\beta 2\nu$ simulé avec Falaise, corrigé en énergie puis étalonné est présenté en rouge sur la figure 6.20b. En comparant avec le spectre en énergie sans corrections (en noir), on remarque alors que l'application des corrections en énergie n'a aucun effet sensible sur l'allure globale du spectre en énergie de la somme des deux électrons mis à part peut-être à haute énergie où la correction semble décaler les données vers des énergies plus importantes, ce qui va dans le sens des désaccords observés à ces énergies entre les données réelles et simulées de NEMO3.

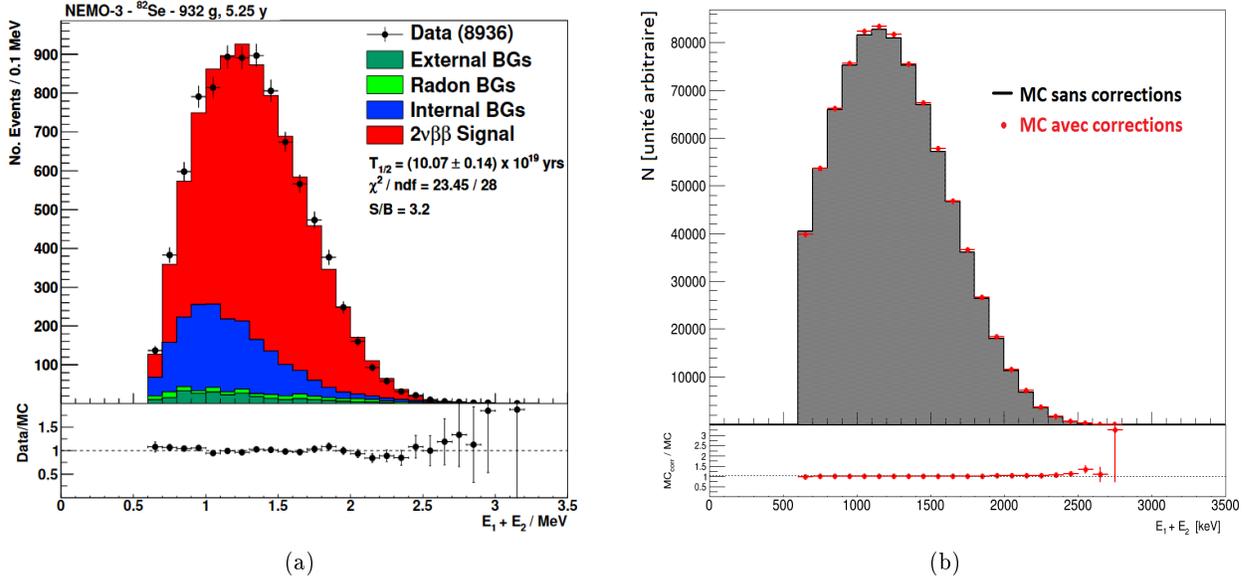


FIGURE 6.20: Spectres de la somme des énergies déposées par les deux électrons de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se dans le cadre de l'analyse des données de NEMO3 (points noirs pour les données et spectres colorés pour les contributions simulées) (a) [182] et pour les simulations du démonstrateur SuperNEMO avec et sans prise en compte des corrections en énergie (b).

L'effet le plus important sur les spectres en énergie est recherché sur le spectre de l'énergie individuelle de chacun des électrons émis lors du processus $\beta\beta 2\nu$. La figure 6.21a montre ce spectre pour les données simulées et réelles de NEMO3. Un désaccord est observé à basse énergie. Les simulations dans SuperNEMO, avec et sans corrections en énergie, donnent les spectres présentés sur la figure 6.21b. On remarque que la prise en compte des corrections en énergie induit une distorsion à basse énergie qui entraîne une hausse d'évènements. L'application des corrections en énergie semble donc reproduire la distorsion observée dans les données réelles de NEMO3.

Cette distorsion est également visible lorsque l'on regarde la distribution des énergies associées à l'électron de plus basse énergie lors de la décroissance. En comparant les données provenant de l'analyse de NEMO3 (figure 6.22a) et celles issues de la simulation du démonstrateur (figure 6.22b), on peut à nouveau observer une analogie entre les deux déformations de spectres.

Spectre en énergie des rayonnements gamma du ^{207}Bi dans NEMO3

Un autre point de désaccord dans les analyses de NEMO3 apparaît dans les spectres en énergie réels et simulés de rayonnements gamma des sources d'étalonnage de ^{207}Bi . La figure 6.23a présente un exemple de spectre en énergie individuelle des rayonnements gamma détectés dans le canal d'analyse "1 électron - N gamma" lors des étalonnages avec source de ^{207}Bi . Nous voyons clairement que l'ajustement des données MC (en orange) avec les données réelles (points noirs) n'est pas satisfaisant.

En sélectionnant le même type d'évènements dans la simulation du ^{207}Bi dans SuperNEMO, avec et sans corrections en énergie, nous obtenons les spectres visibles sur la figure 6.23b. Là encore, on remarque une certaine similarité entre le comportement des données réelles et simulées de NEMO3 et le comportement des données simulées avec et sans corrections en énergie dans SuperNEMO.

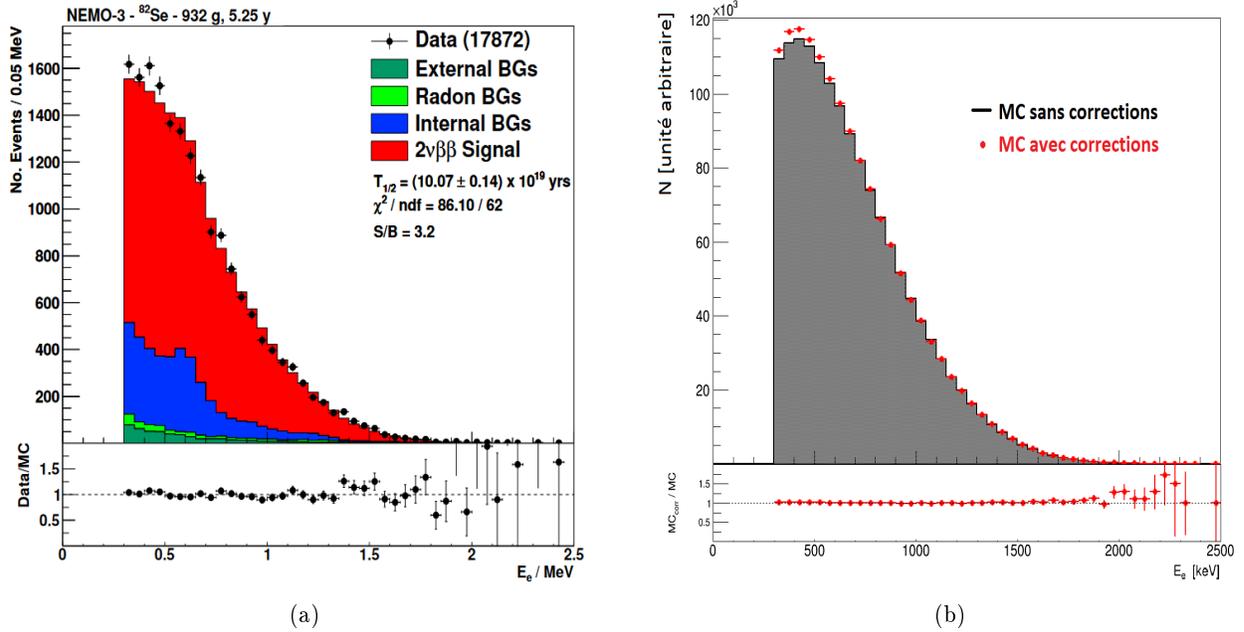


FIGURE 6.21: Spectres de l'énergie individuelle de chacun des deux électrons de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se dans le cadre de l'analyse des données de NEMO3 (points noirs pour les données réelles et spectres colorés pour les contributions simulées) [182] (a) et dans le cadre des simulations du démonstrateur SuperNEMO avec et sans prise en compte des corrections en énergie (b).

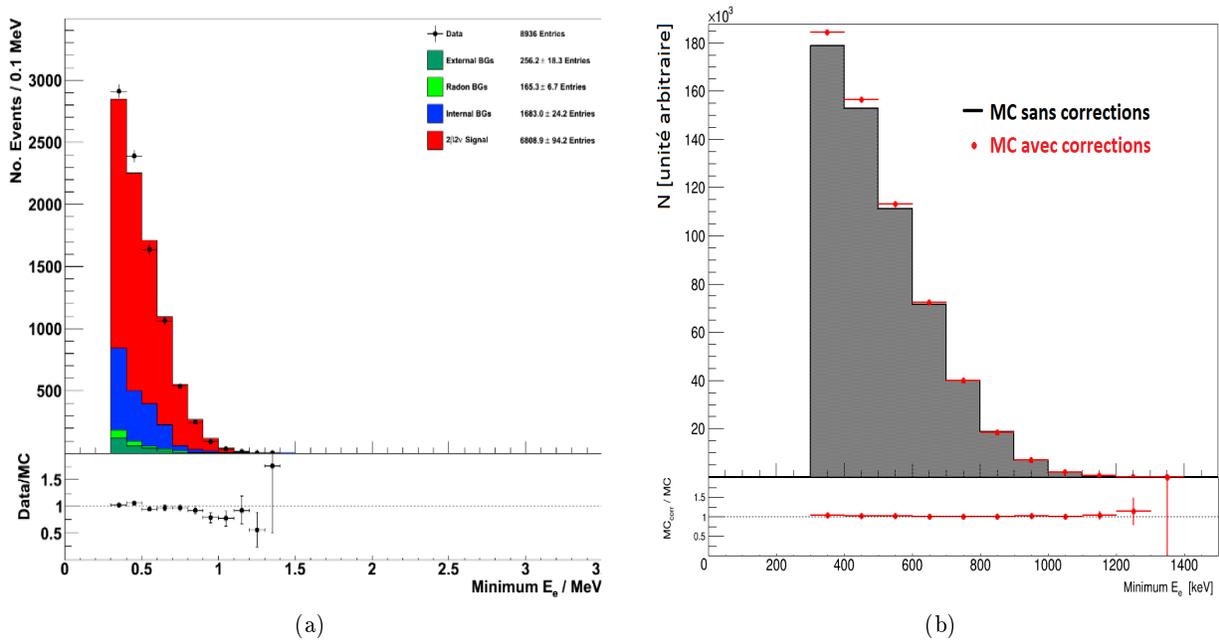


FIGURE 6.22: Spectres de l'énergie minimale d'un des deux électrons de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se dans le cadre de l'analyse des données de NEMO3 (points noirs pour les données réelles et spectres colorés pour les contributions simulées) [182] (a) et dans le cadre des simulations du démonstrateur SuperNEMO avec et sans prise en compte des corrections en énergie (b).

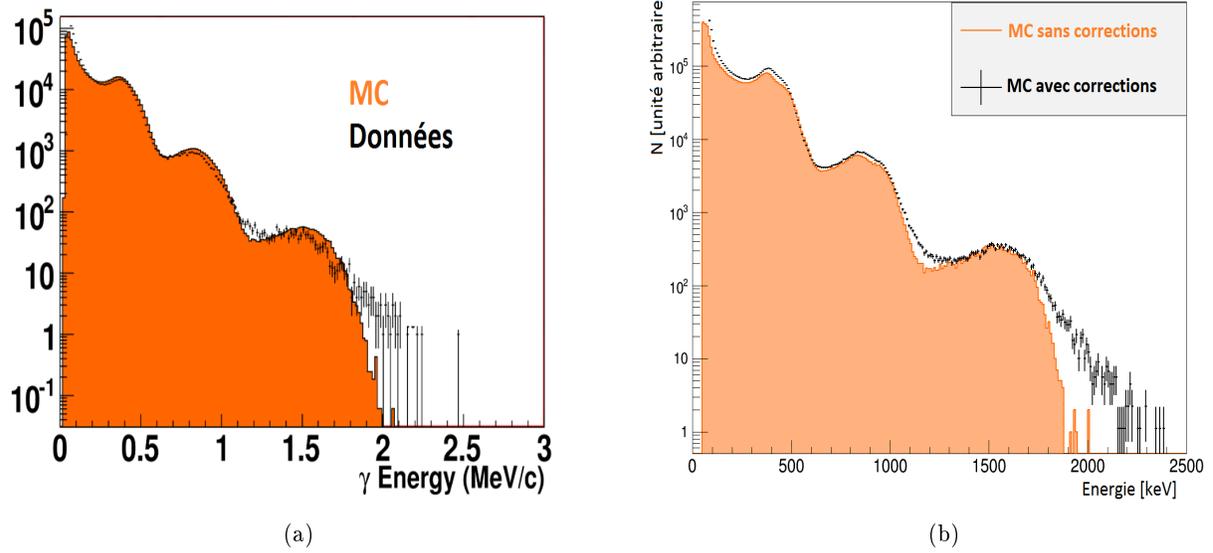


FIGURE 6.23: Spectres de l'énergie individuelle des rayonnements gamma issus de la désintégration du ^{207}Bi dans le cadre de l'analyse des données de NEMO3 (points noirs pour les données et spectre coloré pour les simulations) (a) et dans le cadre des simulations du démonstrateur SuperNEMO avec et sans prise en compte des corrections en énergie (b) [183].

Les points de désaccords observés dans NEMO3 semblent pouvoir se corriger avec la prise en compte des corrections en énergie. Elles constituent donc un outil à prendre en compte et à étudier lors des prochaines analyses des données du démonstrateur SuperNEMO dès l'année prochaine.

Conclusion

L'observation de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos permettrait de déterminer la nature de Majorana du neutrino mais aussi, selon le mécanisme de masse mis en jeu, d'avoir accès à son échelle de masse. Ce type d'étude est donc un moyen privilégié pour tester la validité des extensions du Modèle Standard en ce qui concerne la physique du neutrino. Plusieurs expériences à travers le monde sont dédiées à la recherche d'événements $\beta\beta\nu$. La détection est basée sur la mesure de l'énergie totale des deux électrons qui emportent l'intégralité de l'énergie libérée lors de la transition. Il est donc indispensable, pour ce type d'expérience, de pouvoir mesurer précisément l'énergie des électrons et de travailler dans des conditions garantissant un très bas niveau de bruit de fond.

Dans cette recherche de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos, la collaboration NEMO a fait le choix d'employer une technique unique dite de "tracko-calor" associant un trajectographe et un calorimètre. Ce type de détecteur est donc capable de mesurer l'énergie des deux électrons à l'aide du calorimètre mais aussi de reconstruire la trace des particules chargées grâce à une chambre à fils. Cette technique permet donc d'accéder à la topologie de chaque événement, améliorant ainsi la discrimination des événements de signal et de bruit de fond.

Le projet SuperNEMO propose un nouveau détecteur dont le développement a été basé sur l'expérience acquise avec son prédécesseur, le détecteur NEMO3. Avec cet équipement, la collaboration se positionne sur la nouvelle génération de détecteurs pouvant accueillir une centaine de kilogrammes d'isotopes émetteurs $\beta\beta$. Ainsi, la collaboration SuperNEMO se propose d'étudier la décroissance $\beta\beta\nu$ du ^{82}Se avec une exposition totale de 500 kg.ans permettant d'atteindre des sensibilités sur la masse effective du neutrino de l'ordre de 40 - 110 meV. Pour montrer la faisabilité d'une telle expérience, le démonstrateur de l'expérience SuperNEMO est en cours d'installation au Laboratoire Souterrain de Modane avec un début de prise de données prévu à la fin de l'année 2017. Ce démonstrateur sera composé de 7 kg de ^{82}Se avec une durée d'exposition de 2,5 ans permettant d'atteindre une sensibilité sur la masse effective du neutrino de l'ordre de 0,20 - 0,55 eV. Pour y parvenir, un important travail de R&D a été effectué en amont afin de proposer un calorimètre ayant une résolution en énergie (FWHM) de 8 % à 1 MeV respectant aussi les niveaux de radiopureté imposés.

Afin de caractériser l'ensemble des modules optiques produits au CENBG, la résolution en énergie ainsi que l'uniformité de la réponse des scintillateurs au niveau de la face avant ont été mesurées à l'aide des bancs de tests dédiés développés par le groupe. Un des travaux effectués au cours de cette thèse a consisté en la participation à la production de chacun des 520 modules optiques formant le calorimètre du démonstrateur ainsi qu'à leur caractérisation et intégration au LSM.

Ce travail de thèse a également permis la mise au point d'une simulation optique permettant de reproduire l'ensemble des phénomènes physiques dépendant de la longueur d'onde des photons issus du scintillateur jusqu'à leur détection au niveau du photomultiplicateur. Cette simulation a pris en compte tous les paramètres optiques individuels de chaque élément du module optique. Des mesures

réalisées avec des électrons de 1 MeV pour différentes configurations de modules optiques (taille du scintillateur, taille du PM, ...) ont permis de contraindre les paramètres de la simulation pour aboutir à un modèle optique reproduisant les données des modules optiques de SuperNEMO. Un des points essentiels du développement de cette modélisation a concerné la prise en compte des inhomogénéités de la photocathode et de la collection des photoélectrons au sein du photomultiplicateur induite par la géométrie hémisphérique des PMs 8" utilisés pour le démonstrateur de SuperNEMO.

A partir de la modélisation développée, l'objectif principal de ce travail de thèse a été de mettre au point des facteurs de correction sur l'énergie déposée dans les modules optiques. Ces corrections prennent en compte des phénomènes physiques non linéaires en fonction de l'énergie : atténuation de Birks et production de rayonnement Cerenkov ainsi que des effets de collection de la lumière dépendant du lieu d'interaction dans le scintillateur. Ces corrections permettent ainsi de transformer les dépôts d'énergie issus des simulations en énergie visible correspondant à la charge réelle mesurée par les modules optiques quels que soient le type de la particule et son lieu d'interaction. Les corrections proposées ont été validées à l'aide de différentes mesures de spectre en énergie d'électrons et de rayonnements gamma. Il a ainsi été démontré que la prise en compte de l'ensemble de ces corrections est indispensable pour une mesure précise de l'énergie dans SuperNEMO. La prise en compte dans la simulation des dispersions temporelles des photons et photoélectrons a également permis de modéliser le signal délivré par les modules optiques. Cet outil pourra être utilisé pour étudier l'impact de la forme des signaux sur le déclenchement du détecteur ainsi que sur la précision des mesures de temps de vol.

La dernière partie de ce travail a consisté à appliquer ces facteurs de correction dans la simulation du démonstrateur SuperNEMO afin de caractériser leur impact sur les spectres en énergie du signal et des différentes composantes du bruit de fond, et donc sur la sensibilité du démonstrateur. Cette sensibilité a d'abord été déterminée sans application des facteurs de correction afin d'optimiser les différentes efficacités de sélection. La prise en compte des facteurs de correction entraîne une baisse de la sensibilité du démonstrateur sur le temps de demi-vie de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se de l'ordre de 11 % passant d'une valeur de $4,31 \cdot 10^{24}$ ans à une valeur de $3,84 \cdot 10^{24}$ ans pour une exposition totale de 17,5 kg.ans. Enfin, l'application de ces corrections a également permis de proposer une explication cohérente aux désaccords observés entre certaines données simulées et réelles de NEMO3, notamment pour reproduire le spectre en énergie des rayonnements gamma.

L'ensemble des corrections déterminées dans cette thèse sont à présent incluses dans la simulation de la collaboration SuperNEMO et devront être définitivement validées à l'aide des données réelles du démonstrateur SuperNEMO pour différentes configurations d'acquisition (avec et sans sources d'étalonnage notamment) et pour différentes topologies d'évènements. Le principe de ces facteurs correctifs pourra être appliqué à l'ensemble des expériences de calorimétrie utilisant des scintillateurs.

Bibliographie

- [1] J. Chadwick. Intensitätsverteilung im magnetischen spektrum der β -strahlen von radium B+C. *Verh. d. deutschen Phys. Ges.*, **16** :383, 1914.
- [2] W. Pauli. Letter to the physical society of Tübingen. *Physics Today*, **9**, 1930.
- [3] E. Fermi. Versuch einer Theorie der β -Strahlen I. *Zeit. Phys.*, **88** :161, 1934.
- [4] 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.
- [5] S. Sakata and T. Inoue. On the correlations between mesons and Yukawa particles. *Progress of Theoretical Physics*, **1**(4) :143 – 150, 1946.
- [6] C. L. Cowan and F. Reines. The Neutrino. *Nature*, **178** :446, 1956.
- [7] J. Steinberger S. Lokanathan. *Phys. Rev.*, **98**, 1955.
- [8] S. Oneda and J. C. Pati. $\nu - a$ four-fermion interaction and the intermediate charged vector meson. *Phys. Rev. Lett.*, **2** :125–127, Feb 1959.
- [9] M. Schwartz. Feasibility of using high-energy neutrinos to study the weak interactions. *Phys. Rev. Lett.*, **4** :306–307, Mar 1960.
- [10] 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.
- [11] M. L. Perl et al. Evidence for anomalous lepton production in $e^+ - e^-$ annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, **35**(22) :1489 – 1492, 1975.
- [12] K. Kodama et al. Observation of tau neutrino interactions. *Phys. Lett. B*, **504**(3) :218 – 224, 2001.
- [13] The ALEPH CollaborationThe DELPHI CollaborationThe L3 CollaborationThe OPAL CollaborationThe SLD CollaborationThe LEP Electroweak Working GroupThe SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups. Precision electroweak measurements on the z resonance. *Physics Reports*, **427** :257 – 454, 2006.
- [14] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, **81**(8) :1562 – 1567, 1998.
- [15] 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.
- [16] K. A. Olive et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, **C38** :090001, 2014.
- [17] S. L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nucl. Phys.*, **22**(4) :579 – 588, 1961.
- [18] A. Salam and J. C. Ward. Gauge theory of elementary interactions. *Phys. Rev.*, **136** :B763, 1964.
- [19] S. Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, **19** :1264 – 1266, 1967.

- [20] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, **13** :321–323, Aug 1964.
- [21] Peter W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, **13** :508–509, Oct 1964.
- [22] T. D. Lee and C. N. Yang. Question of parity conservation in weak interactions. *Phys. Rev.*, **106** :1371 – 1371, 1957.
- [23] C. S. Wu et al. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys. Rev.*, **105** :1413 – 1415, 1957.
- [24] Richard L. Garwin, Leon M. Lederman, and Marcel 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, Feb 1957.
- [25] L. Grodzins M. Goldhaber and A. W. Sunyar. Helicity of Neutrinos. *Phys. Rev.*, **109** :1015, 1958.
- [26] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay. Evidence for the 2π decay of the k_2^0 meson. *Phys. Rev. Lett.*, **13** :138–140, Jul 1964.
- [27] B. Aubert et al. Direct cp violating asymmetry in $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ decays. *Phys. Rev. Lett.*, **93** :131801, Sep 2004.
- [28] A. D. Sakharov. Violation of CP Invariance, c Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe. *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **5** :32–35, 1967. [Usp. Fiz. Nauk161,61(1991)].
- [29] Borexino Collaboration. Neutrinos from the primary proton-proton fusion process in the sun. *Nature*, **512** :383–386, Sep 2004.
- [30] <https://masterclass.icecube.wisc.edu/en/learn/detecting-neutrinos>.
- [31] E. Majorana. Teoria simmetrica dell elettrone e del positrone. *Nuovo Cimento*, **1** :171 – 184, 1937.
- [32] T. Yanagida. Horizontal symmetry and masses of neutrinos. *Prog. Theo. Phys.*, **64** :1103, 1980.
- [33] M. Fukugita and T. Yanagida. Baryogenesis without grand unification. *Phys. Lett. B*, **174**(1) :45 – 47, 1986.
- [34] Pasquale Di Bari. An introduction to leptogenesis and neutrino properties. *Contemporary Physics*, **53** :1 – 28, 2012.
- [35] Ilja Dorsner S.M. Barr. A general classification of three-neutrino models and u_{e3} . *Nucl. Phys. B*, **585** :79 – 104, 2000.
- [36] Nicola Cabibbo. Unitary symmetry and leptonic decays. *Phys. Rev. Lett.*, **10** :531–533, 1963.
- [37] Makoto Kobayashi and Toshihide Maskawa. Cp-violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Prog. Theor. Phys.*, **49** :652–657, 1973.
- [38] B. Pontecorvo. Inverse beta process and nonconservation of lepton charge. *Sov. Phys. JETP*, **7** :172–173, 1958.
- [39] M. Nakagawa Z. Maki and S. Sakata. Remarks on the unified model of elementary particles. *Prog. Theor. Phys.*, **28** :870–880, 1962.
- [40] S.P. Mikheev and A. Y. Smirnov. Resonant amplification of neutrino oscillations in matter and solar-neutrino spectroscopy. *Cimento C*, **9** :17 – 26, 1986.
- [41] L. Wolfenstein. Neutrino oscillations in matter. *Phys. Rev. D*, **17** :2369–2374, May 1978.

- [42] Raymond Davis. Solar neutrinos. ii. experimental. *Phys. Rev. Lett.*, 12 :303–305, Mar 1964.
- [43] P. Anselmann et al. Update of gallex solar neutrino results and implications. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, **38**(1) :68 – 76, 1995.
- [44] V.N. Gavrin et al. Solar neutrino results from sage. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, **91**(1) :36 – 43, 2001.
- [45] S. Fukuda et al. The super-kamiokande detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **501**(2-3) :418 – 462, 2003.
- [46] G. Jonkmans. The sudbury neutrino observatory. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, **70**(1) :329 – 331, 1999.
- [47] B. et al. Aharmim. Determination of the ν_e and total ^8B solar neutrino fluxes using the sudbury neutrino observatory phase i data set. *Phys. Rev. C*, **75** :045502, Apr 2007.
- [48] S. et al.. Abe. Precision measurement of neutrino oscillation parameters with kamland. *Phys. Rev. Lett.*, **100** :221803, Jun 2008.
- [49] Alexandre B. Sousa. First minos+ data and new results from minos. *AIP Conference Proceedings*, 1666(1) :110004, 2015.
- [50] P. et al.. Adamson. First measurement of muon-neutrino disappearance in nova. *Phys. Rev. D*, **93** :051104, Mar 2016.
- [51] P. et al. Adamson. First measurement of electron neutrino appearance in nova. *Phys. Rev. Lett.*, **116** :151806, Apr 2016.
- [52] Anatael Cabrera Serra. Double chooz improved multi-detector measurements, September 2016. EP Seminar @ CERN.
- [53] F.P. An et al. Measurement of electron antineutrino oscillation based on 1230 days of operation of the daya bay experiment. *arXiv :1610.0480*.
- [54] Soo-Bong Kim. Measurement of neutrino mixing angle $\hat{\theta}_{13}$ and mass difference from reactor antineutrino disappearance in the {RENO} experiment. *Nuclear Physics B*, **908** :94 – 115, 2016. Neutrino Oscillations : Celebrating the Nobel Prize in Physics 2015.
- [55] Stephen Parke. What is Δm_{ee}^2 ?. *Phys. Rev. D*, **93** :053008, Mar 2016.
- [56] F. Capozzi, E. Lisi, A. Marrone, D. Montanino, and A. Palazzo. Neutrino masses and mixings : Status of known and unknown $3\hat{\theta}_e$ parameters. *Nuclear Physics B*, **908** :218 – 234, 2016. Neutrino Oscillations : Celebrating the Nobel Prize in Physics 2015.
- [57] Ulrich F. Katz et al. The orca option for km3net. *arXiv :1402.1022*.
- [58] IceCube-Gen2 Collaboration. Pingu : A vision for neutrino and particle physics at the south pole. *arXiv :1607.02671*.
- [59] S. Ahmed et al. Physics potential of the ical detector at the india-based neutrino observatory (ino). *arXiv :1505.07380*.
- [60] T. Adam et al. Juno conceptual design report. *arXiv :1508.07166*.
- [61] C. Kraus et al. Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium beta decay. *Eur. Phys. J*, **40** :447 – 468, 2004.
- [62] K. Eitel et al. Direct neutrino mass experiments. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, **143** :197 – 204, 2005.
- [63] N. Steinbrink et al. Neutrino mass sensitivity by MAC-E-Filter based time-of-flight spectroscopy with the example of KATRIN. *New J. Phys.*, **15**, 2013.

- [64] Benjamin Monreal. The project 8 radiofrequency tritium neutrino experiment. *Physics Procedia*, **61** :274 – 277, 2015.
- [65] M Sisti, C Arnaboldi, C Brofferio, G Ceruti, O Cremonesi, E Fiorini, A Giuliani, B Margesin, L Martensson, A Nucciotti, M Pavan, G Pessina, S Pirro, E Previtali, L Soma, and M Zen. New limits from the milano neutrino mass experiment with thermal microcalorimeters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 520(1-3) :125 – 131, 2004. Proceedings of the 10th International Workshop on Low Temperature Detectors.
- [66] C. et al. Hassel. Recent results for the echo experiment. *Journal of Low Temperature Physics*, 184(3-4) :910–921, 2016.
- [67] B.Alpert et al. Holmes - the electron capture decay of ^{163}Ho to measure the electron neutrino mass with sub-eV sensitivity. *arXiv :1412.5060*.
- [68] M. P. Croce et al. Development of holmium-163 electron-capture spectroscopy with transition-edge sensors. *arXiv :1510.03874*.
- [69] 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.
- [70] F. Cerutti. Determination of the upper limit on m_{ν_τ} . arXiv :hep-ex/9903062v2, Mars 1999.
- [71] Thomas J. Loredo and Donald Q. Lamb. Bayesian analysis of neutrinos observed from supernova sn 1987a. *Phys. Rev. D*, **65** :063002, Feb 2002.
- [72] E. Di Valentino et al. Cosmological axion and neutrino mass constraints from planck 2015 temperature and polarization data. *Physics Letters B*, **752** :182 – 185, Jan 2016.
- [73] P. A. R. Ade et al. (Planck Collaboration). Planck 2015 results. xiii. cosmological parameters. arXiv :1502.01589, Février 2015.
- [74] M. Goeppert-Mayer. Double beta-disintegration. *Phys. Rev.*, **48**(6) :512 – 516, 1935.
- [75] T. Kirsten et al. Experimental evidence for the double-beta decay of Te-130. *Phys. Rev. Lett.*, **20** :1300 – 1303, 1968.
- [76] C. Patrignani et al. (Particle Data Group). 2016 review of particle physics. *Chin. Phys. C*, **40** :768 – 769, 2016.
- [77] W. H. Furry. On transition probabilities in double beta-disintegration. *Phys. Rev.*, **56** :1184–1193, Dec 1939.
- [78] H. Primakoff A. Halprin, P. Minkowski and S. P. Rosen. Double-beta decay and a massive majorana neutrino. *Phys. Rev. D*, **13** :2567 – 2571, 1976.
- [79] T. Kotani M. Doi and E. Takasugi. Double beta decay and majorana neutrino. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, **83** :1 – 175, 1985.
- [80] J. Schechter and J. W. F. Valle. Neutrino decay and spontaneous violation of lepton number. *Phy. Rev. D*, **25**(3) :774 – 783, 1982.
- [81] H.V. Klpador-Kleingrothaus M. Hirsch and S.G. Kovalenko. Supersymmetry and neutrinoless double beta decay. *arXiv :hep-ph/9502385*.
- [82] J. Kotila and F. Iachello. Phase-space factors for double- β decay. *Phys. Rev. C*, **85** :034316, Mar 2012.
- [83] E. Caurier, G. Martínez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves, and A. P. Zuker. The shell model as a unified view of nuclear structure. *Rev. Mod. Phys.*, **77** :427–488, Jun 2005.

- [84] Alejandro Mariano and Jorge G. Hirsch. Limitations of the number self-consistent random phase approximation. *Phys. Rev. C*, **61** :054301, Mar 2000.
- [85] J. Barea and F. Iachello. Neutrinoless double- β decay in the microscopic interacting boson model. *Phys. Rev. C*, **79** :044301, Apr 2009.
- [86] K. Chaturvedi, R. Chandra, P. K. Rath, P. K. Raina, and J. G. Hirsch. Nuclear deformation and neutrinoless double- β decay of $^{94,96}\text{Zr}$, $^{98,100}\text{Mo}$, ^{104}Ru , ^{110}Pd , $^{128,130}\text{Te}$, and ^{150}Nd nuclei within a mechanism involving neutrino mass. *Phys. Rev. C*, **78** :054302, Nov 2008.
- [87] Tomás R. Rodríguez and Gabriel Martínez-Pinedo. Energy density functional study of nuclear matrix elements for neutrinoless $\beta\beta$ decay. *Phys. Rev. Lett.*, **105** :252503, Dec 2010.
- [88] Jonathan Engel. Uncertainties in nuclear matrix elements for neutrinoless double-beta decay. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, **42**(3) :034017, 2015.
- [89] H.L. Harney H. V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Dietz and I.V. Krivosheina. Evidence for neutrinoless double beta decay. *Mod. Phys. Lett. A*, **16** :2409 – 2420, 2001.
- [90] F.T. A. Barabash F. Boehm R. Brodzinski C. Aalseth, I. Avignone et al. Comment on 'Evidence for neutrinoless double beta decay'. *Mod. Phys. Lett. A*, **17** :1475 – 1478, 2002.
- [91] R. Brodzinski W. Hensley H. Miley C. Aalseth, F. Avignone et al. Recent results of the IGEX Ge-76 double-beta decay experiment. *Phys. Atom. Nucl.*, **63** :1225 – 1228, 2000.
- [92] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Dietz, and I. V. Krivosheina. Critical view to "igex ^{76}Ge neutrinoless double-beta decay experiment : Prospects for next generation experiments". *Phys. Rev. D*, **70** :078301, Oct 2004.
- [93] C. E. et al. Aalseth. The igex experiment reexamined : A response to the critique of klapdor-kleingrothaus, dietz, and krivosheina. *Phys. Rev. D*, **70** :078302, Oct 2004.
- [94] M. Agostini et al. Search of neutrinoless double beta decay with the gerda experiment. *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, 273-275 :1876 – 1882, 2016. 37th International Conference on High Energy Physics (ICHEP).
- [95] E. Andreotti et al. Te-130 Neutrinoless Double-Beta Decay with CUORICINO. *Astropart. Phys.*, **34** :822 – 831, 2011.
- [96] C. et al. Alduino. Analysis techniques for the evaluation of the neutrinoless double- β decay lifetime in ^{130}Te with the cuore-0 detector. *Phys. Rev. C*, **93** :045503, Apr 2016.
- [97] CUPID COLLABORATION. Cupid : Cuore (cryogenic underground observatory for rare events) upgrade with particle identification. *arXiv* :1504.03599.
- [98] M. Auger et al. Search for Neutrinoless Double-Beta Decay in Xe-136 with EXO-200. *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 2012.
- [99] A. et al. Gando. Limit on neutrinoless $\beta\beta$ decay of ^{136}Xe from the first phase of kamland-zen and comparison with the positive claim in ^{76}Ge . *Phys. Rev. Lett.*, **110** :062502, Feb 2013.
- [100] A. et al. Gando. Search for majorana neutrinos near the inverted mass hierarchy region with kamland-zen. *Phys. Rev. Lett.*, **117** :082503, Aug 2016.
- [101] R. et al. Arnold. 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, Jun 2016.
- [102] R. Arnold et al. First results of the search for neutrinoless double beta decay with the NEMO-3 detector. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 2005.
- [103] J. Argyriades et al. Measurement of the two neutrino double beta decay half-life of Zr-96 with the NEMO-3 detector. *Nucl. Phys A*, **847** :168 – 179, 2010.

- [104] R. Arnold et al. Result of the search for neutrinoless double- β decay in ^{100}mo with the nemo-3 experiment. *arXiv :1506.05825*.
- [105] R. Arnold et al. Measurement of the $2\nu\beta\beta$ decay half-life and search for the $0\nu\beta\beta$ decay of ^{116}cd with the nemo-3 detector. *arXiv :1610.03226*.
- [106] R. Arnold et al. Measurement of the double beta decay half-life of Te-130 with the NEMO-3 detector. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 2011.
- [107] R. et al. Arnold. 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, Oct 2016.
- [108] F A Danevich et al. Search for double beta decay of ^{116}cd with enriched ^{116}cd wo 4 crystal scintillators (aurora experiment). *Journal of Physics : Conference Series*, 718(6) :062009, 2016.
- [109] Joachim et al. Ebert. Results of a search for neutrinoless double- β decay using the cobra demonstrator. *Phys. Rev. C*, **94** :024603, Aug 2016.
- [110] H Bhang et al. Amore experiment : a search for neutrinoless double beta decay of 100 mo isotope with 40 ca 100 moo 4 cryogenic scintillation detector. *Journal of Physics : Conference Series*, 375(4) :042023, 2012.
- [111] D. Lorca et al. The hunt for neutrinoless double beta decay with the next experiment. *arXiv :1411.0475*.
- [112] S. Andringa et al. Current status and future prospects of the sno+ experiment. *arXiv :1508.05759*.
- [113] XiGuang et al. Cao. Pandax : a liquid xenon dark matter experiment at cjpl. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, **57**(8) :1476–1494, 2014.
- [114] H. Iwase et al. *The DCBA/MTD Experiments for Neutrinoless Double Beta Decay Search*.
- [115] S. Umehara et al. Search for neutrino-less double beta decay with {CANDLES}. *Physics Procedia*, **61** :283 – 288, 2015. 13th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, {TAUP} 2013.
- [116] R. Arnold et al. Chemical purification of molybdenum samples for the NEMO-3 experiment. *Nucl. Inst. Meth. A*, **474** :93–100, 2001.
- [117] G. Warot D. V. Karaivanov et al. Rakhilov, A. V. Purification of selenium from thorium, uranium, radium, actinium and potassium impurities for the low background measurements. *Radiochimica Acta*, 101(10) :653 – 659, 2013.
- [118] 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.
- [119] H. Gómez. BiPo : A dedicated radiopurity detector for the SuperNEMO experiment. *AIP Conference Proceedings*, **1549** :94 – 97, 2013.
- [120] B. Soulé. Recherche des désintégrations double $\beta\tilde{\alpha}$ avec et sans émission de neutrinos du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr dans l'expérience NEMO3. Thèse de Doctorat, Université Bordeaux, 2015.
- [121] Xin Ran Liu. Low background techniques for the SuperNEMO experiment. Thesis, University College London, 2017.
- [122] R. Arnold et al. Calorimeter development for the supernemo double beta decay experiment. Soumis À NIM-A (2017).

- [123] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurementn third edition*. John Wiley and Sons, Inc, 2000.
- [124] Jean Peyré. Scintillateurs et détecteurs de lumière. http://www.in2p3.fr/actions/formation/TechBaseDet15/4_JPe_Oleron_Scintillateurs_&_Photodetecteurs.pdf.
- [125] E. Chauveau. Développement de compteurs à scintillation hautes performances et de très basse radioactivité pour le calorimètre du projet SuperNEMO. Thèse de Doctorat, Université Bordeaux 1, 2010.
- [126] Maxime Karst. *Mesure et discrimination de rayonnements bêta et gamma dans une ambiance gamma levée et fluctuante : conception, développement et caractérisation d'un contaminamètre haute sensibilité*. PhD thesis, 2016. Thèse de doctorat dirigée par Piquemal, Fabrice et Cerna, Cédric Astrophysique, plasmas, nucléaire Bordeaux 2016.
- [127] R. HodÁk, M. BukovÁc, H. BureÁovÁj, C. Cerna, L. Fajt, J. Jouve, P. Kouba, Ch. Marquet, F. Piquemal, P. Pridal, K. Smolek, M. Á pavorovÁj, and I. Á tekl. Improvement of the energy resolution of the scintillating detectors for the low background measurement. *AIP Conference Proceedings*, 1672(1) :130003, 2015.
- [128] Estar database (nist). <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>.
- [129] Xcom database (nist). <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>.
- [130] H. Hertz. Ueber einen Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die electriche Entladung. *Annalen der Physik*, 267 :983–1000, 1887.
- [131] A. Einstein. Uber einen die erzeugung und verwandlung des liches betreffenden heuristischen gesichtspunkt [adp 17, 132 (1905)]. *Annalen der Physik*, 14(S1) :164–181, 2005.
- [132] L. Austin and H. Starke. Ueber die reflexion der kathodenstrahlen und eine damit verbundene neue erscheinung secundarer emission. *Annalen der Physik*, 314(10) :271–292, 1902.
- [133] L. R. Koller. Photoelectric emission from thin films of caesium. *Phys. Rev.*, 36 :1639–1647, Dec 1930.
- [134] N.R. Campbell. Xi. the photoelectric emission of thin films. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 12(75) :173–185, 1931.
- [135] H. Iams and B. Salzberg. The secondary emission phototube. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, 23(1) :55–64, Jan 1935.
- [136] V.K. Zworykin et al. *Proc. IRE*, 24, 351, 1936.
- [137] HAMAMATSU Photonics K.K. *Photomultiplier Tubes : Basics and Applications (Second Edition)*. HAMAMATSU Photonics K.K, 1999. p34, 40, 78-81.
- [138] Hamamatsu. Photocathode technology. <https://www.hamamatsu.com/eu/en/technology/innovation/photocathode/index.html>.
- [139] Sen Qian. Performance test of 8-inch mcp-pmt in ihp. <http://accelerators.org.au/indico/getFile.py/access?contribId=73&sessionId=9&resId=0&materialId=slides&confId=56>.
- [140] R. Chéry. Contribution Á l'étude de la variation du gain des photomultipliateurs en fonction du taux de comptage des impulsions. *J. Phys. Radium*, 21(8-9) :pp.679–680, 1960.
- [141] J. Xia, S. Qian, W. Wang, Z. Ning, Y. Cheng, Z. Wang, X. Li, M. Qi, Y. Heng, S. Liu, and X. Lei. A performance evaluation system for photomultiplier tubes. *Journal of Instrumentation*, 10(03) :P03023, 2015.

- [142] Damien Dornic. *Développement et caractérisation de photomultiplicateurs hémisphériques pour les expériences d'astroparticules : étalonnage des détecteurs de surface et analyse des gerbes horizontales de l'observatoire Pierre Auger*. PhD thesis, 2006. Thèse de doctorat dirigée par Suomijarvi, Tiina Terre, océan, espace. Astroparticules Paris 11 2006.
- [143] Nural Akchurin and Heejong Kim. A study on ion initiated photomultiplier afterpulses. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 574(1) :121 – 126, 2007.
- [144] J.R. Incandela, S.P. Ahlen, J. Beatty, A. Ciochio, M. Felcini, D. Ficenec, E. Hazen, D. Levin, A. Marin, J.L. Stone, L.R. Sulak, and W. Worstell. The performance of photomultipliers exposed to helium. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 269(1) :237 – 245, 1988.
- [145] C. Marquet et al. High energy resolution electron beam spectrometer in the MeV range. *JINST*, 10(09) :P09008, 2015.
- [146] D. Breton and E. Delagnes. Fast analog sampler with great memory depth, February 22 2005. US Patent 6,859,375.
- [147] M. Vicic, L.G. Sobotka, J.F. Williamson, R.J. Charity, and J.M. Elson. Fast pulsed {UV} light source and calibration of non-linear photomultiplier response. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 507(3) :636 – 642, 2003.
- [148] Marc Monticelli Jean-René Chazottes. Calcul de π avec des aiguilles et un parquet. <http://experiences.math.cnrs.fr/Calcul-de-pi-avec-des-aiguilles-et.html>.
- [149] 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.
- [150] S. Incerti, M. Douglass, S. Penfold, S. Guatelli, and E. Bezak. Review of geant4-dna applications for micro and nanoscale simulations. *Physica Medica*, 32(10) :1187 – 1200, 2016.
- [151] GEANT4 Collaboration. Architecture code geant4. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/IntroductionToGeant4/html/index.html>.
- [152] J. Argyriades et al. Spectral modeling of scintillator for the nemo-3 and supernemo detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 625(1) :20 – 28, 2011.
- [153] Isadore B. Beriman, editor. Academic Press, second edition edition, 1971.
- [154] V. Senchyshyn, V. Lebedev, A. Adadurov, J. Budagov, and I. Chirikov-Zorin. Accounting for self-absorption in calculation of light collection in plastic scintillators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 566(2) :286 – 293, 2006.
- [155] Philip E. Ciddor. Refractive index of air : new equations for the visible and near infrared. *Appl. Opt.*, 35(9) :1566–1573, Mar 1996.
- [156] S. Kasarova N. Sultanova and I. Nikolov. Dispersion properties of optical polymers. *Acta Physica Polonica Series a*, 116(4) :585 – 587, 2009.
- [157] Marco Montecchi. Deeper investigation of dow corning 3145 and bayer silicones rtv 615 glues. <http://hepwww.rl.ac.uk/CMSecol/VPTs/vptgluing/Report%20glue%20Mar%2022%202000.pdf>.

- [158] Arash Sabatyan and Mohammad Taghi Tavassoly. Determination of refractive indices of liquids by fresnel diffraction. *Optics & Laser Technology*, 41(7) :892 – 896, 2009.
- [159] G. Beadie, Michael Brindza, Richard A. Flynn, A. Rosenberg, and James S. Shirk. Refractive index measurements of poly(methyl methacrylate) (pmma) from 0.4 to 1.6 μm . *Appl. Opt.*, 54(31) :F139–F143, Nov 2015.
- [160] D. Motta and S. Schonert. Optical properties of alkali photocathodes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 539(1-2) :217 – 235, 2005.
- [161] P. Gumplinger. Optical photon processes in geant4. <http://geant4.in2p3.fr/2005/Workshop/ShortCourse/session4/P.Gumplinger.pdf>.
- [162] C. Augier. Expérience NEMO 3 - Avantages et limitations. Prospective pour la physique double bêta. Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches, Université Paris Sud, 2005.
- [163] S. Blot. Search for double-beta decay of Nd-150 with the NEMO-3 detector. Thesis, The University of Manchester, 2015.
- [164] Eve Curie. *Madame Curie*. GALLIMARD, 1981.
- [165] P. A. Čerenkov. Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light. *Phys. Rev.*, 52 :378–379, Aug 1937.
- [166] I. Frank and Ig. Tamm. *Coherent Visible Radiation of Fast Electrons Passing Through Matter*, pages 29–35. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1991.
- [167] J.V. Jelley. *Cerenkov Radiation And Its Applications*. Pergamon Press, 1958.
- [168] J. Argyriades et al. Results of the BiPo-1 prototype for radiopurity measurements for the SuperNEMO double beta decay source foils. *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A*, **622**(1) :120 – 128, 2010.
- [169] Geant4 users tutorial. https://www-zeuthen.desy.de/geant4/g4course2011/day2/6_opticalphysics/DetectorConstruction_8cc-source.html.
- [170] V.I. Tretyak. Semi-empirical calculation of quenching factors for scintillators : new results, September 2013. International Workshop RPScint 2013, Kyiv, UKRAINE.
- [171] R. Arnold et al. Technical design and performance of the {NEMO} 3 detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 536(1-2) :79 – 122, 2005.
- [172] ROOT Collaboration. Tminuit class reference. <https://root.cern.ch/doc/master/classTMinuit.html>.
- [173] F. Perrot. Radiopurity measurements for 8”pmts and preliminary budget for the sn demonstrator. Note interne **DocDB :4263**, Janvier 2017.
- [174] C. Hugon. Analyse des données de l'expérience NEMO3 pour la recherche de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos. Étude des biais systématiques du calorimètre et développement d'outils d'analyse. Thèse de Doctorat, Université Paris Sud, 2012.
- [175] Dan Green. *The Physics of Particle Detectors*. Cambridge University Press, 2000.
- [176] J. Giovinazzo, T. Goigoux, S. Anvar, P. Baron, B. Blank, E. Delagnes, G.F. Grinyer, J. Pancin, J.L. Pedroza, J. Pibernat, E. Pollacco, A. Rebi, T. Roger, and P. Sizun. {GET} electronics samples data analysis. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 840 :15 – 27, 2016.

- [177] D. Breton, J. Maalmi, P. Rusquart, E. Delagnes, and H. Grabas. Using ultra fast analog memories for fast photo-detector readout. In *International Workshop on New Photon-Detectors (PhotoDet 2012)*, volume PoS(PhotoDet 2012)028, page 028, Orsay, France, June 2012.
- [178] James W. Cooley and John W. Tukey. An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series. *Mathematics of Computation*, 19 :297–301, 1965. URL : <http://cr.yp.to/bib/entries.html#1965/cooley>.
- [179] ROOT Collaboration. Tvirtualfft. <https://root.cern.ch/root/html534/TVirtualFFT.html>.
- [180] F. Nova. A clustering algorithm for drift wire chambers. Note interne **DocDB :3560**, Jan 2015.
- [181] Gary J. Feldman and Robert D. Cousins. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Phys. Rev. D*, 57 :3873–3889, Apr 1998.
- [182] J. Mott. Final results on ^{82}se double beta decay to the ground state of ^{82}kr from the nemo-3 experiment. PubliÃ© sous peu.
- [183] S. Blot. ^{207}bi calibration runs. Note interne **DocDB :2409**, Oct 2012.