



HAL
open science

**Recherche de la violation de conservation du nombre
leptonique total par le processus de double
désintégration bêta du ^{82}Se et du ^{150}Nd dans
l'expérience NEMO3. Étude du processus Bi-Po de la
chaîne du thoron.**

Y. Lemière

► **To cite this version:**

Y. Lemière. Recherche de la violation de conservation du nombre leptonique total par le processus de double désintégration bêta du ^{82}Se et du ^{150}Nd dans l'expérience NEMO3. Étude du processus Bi-Po de la chaîne du thoron.. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2008. Français. NNT: . tel-00385643

HAL Id: tel-00385643

<https://theses.hal.science/tel-00385643>

Submitted on 19 May 2009

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.

UNIVERSITÉ de CAEN/BASSE-NORMANDIE
U.F.R. de SCIENCES
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

THÈSE

présentée par

Yves LEMIERE

et

soutenue

le 26 septembre 2008

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants Élémentaires et Physique Théorique

Arrêté du 07 août 2006

Titre :

Recherche de la violation de conservation du
nombre leptonique total par le processus de
double désintégration bêta du ^{82}Se et du ^{150}Nd
dans l'expérience NEMO3.

Étude du processus Bi-Po de la chaîne du
thoron.

MEMBRES du JURY

Monsieur Marcos DRACOS, Directeur de Recherches, Université Louis Pasteur, Strasbourg (*Rapporteur*)

Monsieur Jules GASCON, Professeur, Université Claude Bernard, Lyon 1 (*Rapporteur*)

Monsieur Ioannis GIOMATARIS, Physicien/Ingénieur, IRFU/CEA, Saclay

Monsieur Laurent SIMARD, Maître de conférences, Université de Paris XI

Monsieur François MAUGER, Professeur, Université de Caen

(*Directeur de thèse*)

« Il est probable que des choses improbables se produiront un jour »
Aristote

Remerciements

Ce n'est pas sans un certain plaisir que je me plie au difficile exercice des remerciements. L'objectif étant d'exprimer toute ma gratitude envers les personnes citées sans pour autant tomber dans une énumération rébarbative et sans fin de noms divers et variés.

Je tiens tout d'abord à remercier Jean-Claude Steckmeyer, directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire (LPC) de m'avoir accueilli dans les meilleures conditions au sein du laboratoire pour me permettre de mener à bien ce travail.

Je remercie les membres de mon jury, Jules Gascon pour avoir été à la fois président du jury et rapporteur de ma thèse, tâche partagée avec Marcos Dracos. Je les remercie d'autant plus qu'ils ont accepté sans savoir que je leur enverrai le manuscrit pendant les vacances d'été. Cette reconnaissance va également à Ioannis Giomataris pour avoir participé au jury, et tout spécialement à Laurent Simard qui n'a pas hésité à sacrifier des journées de travaux pratiques de tapisseries et peintures pour discuter, au téléphone, de mon travail dans d'innombrables détails qu'aucun Sherlock Holmes et autre Columbo n'auraient pu déceler.

Un jury de thèse ne serait pas complet sans un directeur de thèse. C'est par ces quelques lignes, François, que je tiens à te remercier, vivement, pour ces trois années passées à travailler dans le "groupe" NEMO-3. Je garderai en mémoire les nombreuses discussions desquelles naissent des analyses toutes plus exotiques les unes que les autres. Je retiendrai également les longues discussions philosophiques lors de nos déplacements : Caen-Bordeaux en scénic, voyage durant lequel l'auto-radio n'a pu prendre la parole que tu monopolisais volontiers... Nous ne te remercierons jamais assez pour ta compréhension et ton soutien dans les moments difficiles.

Naturellement je remercie chaleureusement la collaboration NEMO-3 dans son ensemble. J'ai bénéficié de l'expérience de nombreuses personnes, pour n'en citer que quelques unes, je remercierai Serge Jullian, Georges Szklarz, Philippe Hubert et Roger Arnold pour leur expérience qu'ils partagent volontiers. Mais aussi les Supers Héros (Christine, Corinne, Fabrice, François et Xavier) toujours prêts à aider leurs jeunes padawans que ce soit lors de nos questions existentielles (Peut on modifier les "Coco-Cut" ? Quelles corrections laser utiliser ?) ou pour ouvrir une bouteille que l'on partagera jusque tard dans la soirée. Cela m'amène à remercier les collègues étrangers avec qui j'ai pu travailler et partager à maintes reprises des soirées dans les pubs pour s'en remettre... Merci Benton, Irina, Ladislav, Nasim, Shiva, Yuri, et tout ceux que je ne cite pas ici.

Je n'oublierai pas de remercier Gwen toujours prête à dire n'importe quoi pour nous remonter le moral. Saches que le télé-achat reste toujours une possibilité de carrière. De même, Mathieu dit The Fuse, un énorme merci pour les heures passées à développer NAT++ version "Quick and Dirty" puis réécrit après de longues hésitations... Je te remercie également pour les moments de détente, les descentes en luge de nuit, les randonnées écossaises suivies de descentes de bière (ou de whisky, au choix !). Définitivement, vous n'êtes pas que des collègues !

Je pense également aux personnes que j'ai eu l'occasion de côtoyer au LPC : merci à Sandrine pour toutes les publications introuvables que tu sais si bien retrouver ; merci au service informatique (David, Jérôme, Laurent et Thierry L.) que ce soit pour leur patience devant toutes mes requêtes ou pour les séances de formation TCP/IP organisées en fin de journée puis Jean et Thierry C. qui ont souffert avec moi pendant plusieurs semaines devant l'acquisition BiPo, cette période m'a permis d'avoir du "biscuit" (n'est ce pas Jean ?) ; merci aux services techniques pour leur gentillesse ; je remercie aussi les médecins et plus particulièrement le groupe interactions fondamentales toujours présent pour discuter de physique. . .

Je remercie, plus particulièrement, Xavier pour m'avoir supporté trois années dans son bureau. J'avoue que même pour un champion du monde de mastication de Nicorette, cela n'a pas dû être facile tous les jours d'endurer la fenêtre (entre-)ouverte l'hiver et les cours de Root/C++. À cela s'ajoute un grand merci pour ses conseils de Disc-Golf pour éviter les joggers lors des drives.

Ces trois années n'auraient pu être aussi agréables sans la bonne ambiance générale entretenue par les thésards et post-doc du laboratoire. Je n'oublierai pas les apéritifs partagés avec vous et autres soirées studieuses au labo. autour d'une table de jeu accompagné de quelques irréductibles déjà cités ci-dessus. . . Merci aux "anciens" : Piego, un jack l'éventreur dans l'âme ; Anne-Marie, tu resteras responsable des dégâts fait par Lili (le chat) ; François M., je ne te remercie toujours pas pour le Water-Melon . . . Et un grand merci à tous les autres : Anne, Arnaud (le successeur), Benoit, Beyhan, Caroline, Damien, Flodu, Gwendal, Greg (le seul parlant le même langage), Jérémy, Philippe (le motard, un jour !) et Sandro, le seul italien parlant normand avant tout !

Je pense aussi à remercier les amis qui m'ont encouragé dans cette voie. Je salue mes compagnons sur qui je me suis défoulé l'arme à la main, Le corse, Coin, David, et autre brise lame. Un clin d'oeil pour ceux qui n'ont jamais rien compris mais pourtant m'ont toujours écouté, JM, la 'tite Mélie, Stéph', sans oublier les Picards. . . Naturellement, j'en oublie mais c'est bien involontairement, c'est pour cela que je remercie du fond du coeur (inscrivez ici votre nom si vous vous sentez concerné).

Ces remerciements ne seraient pas complets si j'oubliais Nico. dit le Sifcomien, avec qui j'ai passé de nombreuses heures de préparation des "C'est simple et on vous l'explique". Tout ce travail nous permettra de développer la culture scientifique d'Enzo !

Je finirai en remerciant ma famille et tout particulièrement ma maman qui m'a toujours encouragé à continuer dans ma voie. Bravo Marion, je n'ai jamais douté que tu y arriverais, tu es sur la bonne voie ! Mes dernières pensées vont bien entendu vers Virginie qui depuis le début me soutient, m'aide et m'encourage avec tout son amour. Cette fois, c'est promis, je vais prendre le temps pour notre voyage de noces et bien plus encore. . . Si j'y suis arrivé, c'est grâce à toi !

Table des matières

Introduction	13
1 Physique du neutrino et double désintégration bêta	15
1.1 Le neutrino dans le modèle standard et au-delà	16
1.1.1 Le modèle standard	16
1.1.2 Leptons et modèle standard	17
1.1.3 Neutrino de Dirac ou de Majorana	18
1.1.4 Le mécanisme de la balançoire	20
1.2 Mesure de masse et oscillation de neutrino	20
1.2.1 Mesures directes	20
1.2.2 Mélange de neutrino	22
1.2.3 Oscillation des saveurs de neutrinos	23
1.3 La double désintégration bêta	28
1.3.1 La double désintégration bêta avec émission de neutrinos	29
1.3.2 La double désintégration bêta sans émission de neutrino	30
1.3.3 Influence des paramètres d'oscillation sur la hiérarchie de masse	33
1.4 Les expériences de double désintégration bêta	34
1.4.1 Observables des décroissances $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$	34
1.4.2 Les bruits de fond attendus	36
1.4.3 Choix des noyaux émetteurs	36
1.4.4 Les techniques de détections	37
1.4.5 Les résultats et expériences en cours	37
1.4.6 Les expériences futures	38
1.5 Conclusion	39
2 Description et fonctionnement de l'expérience NEMO-3	41
2.1 Description générale	41
2.2 Les isotopes $\beta\beta$ dans NEMO-3	42
2.2.1 Sélection des émetteurs $\beta\beta$	42
2.2.2 ^{150}Nd et ^{82}Se dans NEMO-3	44
2.2.3 Production, enrichissement et purification des sources	45
2.2.4 Mise en forme des feuilles sources	45
2.2.5 Radiopureté des sources	46
2.3 Le détecteur de traces	46
2.3.1 Principe de fonctionnement d'une cellule Geiger	46
2.3.2 Géométrie de la chambre à fil	47
2.3.3 Le champ magnétique	48
2.4 Le calorimètre	48
2.4.1 Le scintillateur	50

2.4.2	Les photomultiplicateurs	51
2.4.3	L'association scintillateur-photomultiplicateur	52
2.5	Les systèmes d'étalonnages	52
2.5.1	Étalonnage absolu	52
2.5.2	Suivi relatif du gain des photomultiplicateurs	54
2.6	Les blindages	54
2.6.1	Le Laboratoire Souterrain de Modane	55
2.6.2	La tente anti-radon	55
2.6.3	Le blindage de fer	56
2.6.4	Le blindage neutron	56
2.7	Acquisition des données	57
2.7.1	Électronique du calorimètre	58
2.7.2	Électronique de la chambre à fils	58
2.7.3	Déclenchement de la prise de données <i>trigger</i>	59
2.8	Le système de contrôles et commandes	61
2.9	Les données de NEMO-3	61
2.10	La base de données de l'expérience	63
2.11	Conclusion	63
3	Méthode d'analyse des données de NEMO-3	65
3.1	Outils d'analyse	65
3.1.1	Lecture et écriture des données	66
3.1.2	Reconstructions des événements	66
3.1.3	Méthode de sélection	74
3.2	Description des observables pour l'étude des bruits de fond	74
3.2.1	Définition topologique d'une particule	74
3.2.2	Définition temporelle d'un événement	75
3.2.3	Sélection des canaux d'analyse	77
3.3	Programme de simulation	81
3.3.1	Processus pris en compte par le générateur	81
3.3.2	Traitement des données de simulation	83
3.3.3	Dégradation de la simulation	83
3.4	Mesure des activités des radio-éléments	84
3.4.1	Implémentation d'un facteur de sélection supplémentaire	84
3.4.2	Déconvolution par analyse de forme des spectres	85
3.5	Conclusion	87
4	Élaboration du modèle de bruit de fond aux décroissances $\beta\beta$	89
4.1	Définition des bruits de fond dans NEMO-3	89
4.1.1	Mécanismes à l'origine du bruit de fond interne	90
4.1.2	Mécanismes à l'origine du bruit de fond externe	91
4.1.3	Les chaînes de décroissances naturelles	93
4.1.4	Rayonnements dus à l'environnement du détecteur	96
4.2	Vers un modèle de bruits de fond	97
4.2.1	Mesures de la radio-pureté par spectrométrie γ	97
4.2.2	Contamination du détecteur	98
4.2.3	Contamination des sources $\beta\beta$	99
4.2.4	Construction des modèles de bruits de fond	99
4.3	Analyse du bruit de fond externe pour le ^{150}Nd et le ^{82}Se	101

4.3.1	Définition du canal électron traversant	101
4.3.2	Étude des événements OCE	102
4.3.3	Contrôle du modèle de bruit de fond externe par le canal (γ -électron) traversant	106
4.4	Mesure des bruits de fond internes du ^{150}Nd et du ^{82}Se	108
4.4.1	Étude des contributions dans le canal $e\alpha(\gamma)$	109
4.4.2	Étude des contributions dans le canal $e\gamma\gamma$	110
4.4.3	Étude des contributions dans le canal $e\gamma$	113
4.4.4	Étude des contributions dans le canal e^-	118
4.5	Conclusion	123
5	Étude de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ et recherche du processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{150}Nd et du ^{82}Se	125
5.1	Mesure de la période de décroissance $\beta\beta 2\nu$	125
5.1.1	Définition du canal à deux électrons internes ($2e_{int}$)	125
5.1.2	Contribution des bruits de fond au canal $2e_{int}$	126
5.1.3	Mesure de la demi-vie du processus $\beta\beta 2\nu$ pour le ^{150}Nd	128
5.1.4	Mesure de la demi-vie du processus $\beta\beta 2\nu$ pour le ^{82}Se	131
5.2	Recherche du processus $\beta\beta 0\nu$	133
5.2.1	Description du signal $\beta\beta 0\nu$	133
5.2.2	Recherche du processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{150}Nd	134
5.2.3	Recherche du processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se	135
5.2.4	Détermination de la limite sur la masse du neutrino de Majorana	137
5.3	Conclusion	138
6	Étude de la contamination en ^{208}Tl par la décroissance de la cascade $^{212}\text{BiPo}$	141
6.1	Intérêt de la cascade ^{212}Bi - ^{212}Po (<i>bipo</i>)	141
6.2	Étude de la contamination des feuilles sources	142
6.2.1	Définition du canal $e\alpha$ prompt	142
6.2.2	Contamination à la mesure de la cascade $bipo_{source}$	143
6.3	Étude de la contamination de la surface du calorimètre	144
6.3.1	Étude du canal $bipo$ avec temps de vol	144
6.3.2	Étude du canal $bipo$ avec identification de l'alpha	146
6.3.3	Résultat de l'analyse de la contamination de surface des scintillateurs	146
6.4	Conclusion	149
	Conclusion	151
A	Bilan des modèles de bruit de fond internes	153
B	Bilan du modèle de bruit de fond externe	155

Table des figures

1.1	Diagramme de Feynman d'une désintégration β .	16
1.2	Représentation schématique de l'hélicité des particules.	18
1.3	Représentation du spectre en énergie de la désintégration β du tritium.	21
1.4	Représentation de la matrice de mélange entre les états propres de saveur et les états propres de masses des neutrinos.	23
1.5	Schéma simplifié des réactions nucléaires dans le Soleil.	23
1.6	Diagramme des flux de neutrino par origine en fonction de l'énergie.	24
1.7	Représentation de l'interaction des neutrinos avec la matière.	25
1.8	Limites fixées par l'expérience SNO sur l'angle de mélange θ_{12} et sur Δm_{12} .	27
1.9	Statut des paramètres d'oscillation de neutrinos des analyses combinées[18].	29
1.10	Schéma de décroissance $\beta\beta$ du ^{150}Nd .	29
1.11	Diagramme de Feynman de la double désintégration bêta avec émission de neutrinos.	30
1.12	Diagramme de Feynman de la double désintégration bêta avec échange de neutrinos légers de Majorana par courant purement gauche (V-A).	31
1.13	Diagramme de Feynman de la double désintégration bêta avec couplage (V+A).	32
1.14	Diagramme de Feynman de la double désintégration bêta avec émission d'un majoron.	33
1.15	Contributions des états de saveurs propres dans les états propres de masse du neutrino en fonction des hiérarchies inverses, normales et quasi-dégénérées.	34
1.16	Représentation de $m_{\beta\beta}$ en fonction la masse propre la plus petite.	35
1.17	Spectres de la somme en énergie des deux électrons émis lors des processus $\beta\beta$.	35
1.18	Spectre de l'énergie totale déposée dans les bolomètres de cuoricino.	38
2.1	Vue schématique du détecteur NEMO-3.	42
2.2	Photographie d'un secteur du détecteur NEMO-3 durant son installation.	43
2.3	Répartition des sources dans les 20 secteurs de NEMO-3.	44
2.4	Schémas de désintégration $\beta\beta$ du ^{82}Se et du ^{150}Nd .	44
2.5	Représentation d'une cellule de dérive.	47
2.6	Vue schématique d'un secteur de NEMO-3.	48
2.7	Vue en coupe d'un compteur 5 pouces du calorimètre de NEMO-3.	49
2.8	Mécanisme de fluorescence et de phosphorescence.	50
2.9	Schéma d'un tube photomultiplicateur.	51
2.10	Schémas de décroissance des sources de calibrations ^{207}Bi et ^{90}Sr .	53
2.11	Schéma de décroissance du ^{60}Co .	54
2.12	Schéma du système de répartition de la lumière laser.	55
2.13	Profil de la montagne abritant le laboratoire souterrain de Modane.	56
2.14	Intensité verticale des muons en fonction de la profondeur de roche traversée.	57
2.15	Chronogramme des triggers PM et Geiger.	60

2.16	Vue schématique des topologies recherchées par le trigger T2 (chambre à dérive).	61
3.1	Flux d'utilisation de NAT++ par les données réelles et les données simulées. . . .	67
3.2	Ajustement des paramètres de calibration des PM de référence avec les sources de ^{207}Bi	69
3.3	Évolution du gain du PM numéro 100 entre janvier et mars 2007 avec 3 des PM de référence.	70
3.4	Représentation des zones à la surface des scintillateurs menant aux SIC.	70
3.5	Représentation de la différence en temps mesurée entre deux scintillateurs touchés simultanément.	71
3.6	Dépendance du temps mesuré en fonction de l'amplitude du signal.	72
3.7	Reconstruction des coordonnées du passage d'une particule chargée dans une cellule Geiger.	73
3.8	Représentation schématique des topologies des électrons et des positrons dans NEMO-3.	75
3.9	Topologies caractéristiques des canaux électron- γ - α prompt et retardé.	76
3.10	Candidat muon dans NEMO-3 (run : 3171, événement : 87878).	77
3.11	Schématisation de deux particules chargées traversant la chambre à dérive de NEMO-3.	77
3.12	Représentation des écarts entre les temps de vols mesurés et calculés dans les hypothèses internes/externes.	78
3.13	Représentation schématique d'un événement électron-alpha.	79
3.14	Représentation schématique d'un événement de type OCE.	80
3.15	Représentation schématique d'un événement électron-gamma externe.	81
3.16	État de fonctionnement du détecteur lors du run 6433.	84
3.17	Rapport des efficacités de coupures avec et sans dégradation des simulations . . .	85
3.18	Simulation de l'énergie totale déposée par événement dans le canal $2e_{int}$ pour le ^{214}Bi et le ^{208}Tl	86
3.19	Résultat de l'ajustement des facteurs de pondérations des 6 gaussiennes sur l'histogramme h1.	87
3.20	Évolution du facteur de qualité de l'ajustement du spectre par des gaussiennes en fonction du nombre d'événements et pour différents binnings.	88
4.1	Visualisation d'un événement de ^{208}Tl simulé dans le détecteur NEMO-3.	89
4.2	Spectres énergétiques des électrons des désintégrations $\beta\beta$	90
4.3	Processus à l'origine d'une topologie $\beta\beta$ à partir d'une contamination interne. . .	91
4.4	Processus à l'origine d'une topologie $\beta\beta$ à partir d'un γ externe.	92
4.5	Filiation des familles radioactives naturelles de l' ^{238}U et du ^{232}Th	93
4.6	Schéma de décroissance du ^{214}Bi	94
4.7	Visualisation d'un événement de ^{214}Bi simulé dans le détecteur NEMO-3.	95
4.8	Schéma de décroissance du ^{208}Tl	96
4.9	Distribution de l'énergie déposée par l'électron dans le canal $e\gamma$ pour le ^{150}Nd . .	100
4.10	Schéma représentant les interactions dans les scintillateurs plastiques à l'origine des contributions au canal OCE.	102
4.11	Résultats de la sélection des événements OCE.	103
4.12	Distribution de l'énergie totale déposée par événement dans le canal OCE. . . .	104
4.13	Spectre de l'énergie totale déposée par événement dans le canal OCE.	106
4.14	Visualisation d'un événement OCG (run : 3607 ; événement : 46341).	107
4.15	Spectre de l'énergie totale déposée par événement dans le canal OCG.	108

4.16	Schéma de décroissance de la cascade ^{214}Bi - ^{214}Po	109
4.17	Topologie d'un événement $e\gamma\gamma$	110
4.18	Visualisation d'un événement $e\gamma\gamma$ (run : 4462 ; événement : 29542).	111
4.19	Spectre de l'énergie déposée par événement $e\gamma\gamma$ dans la feuille de ^{150}Nd	112
4.20	Spectre de l'énergie déposée par événement $e\gamma\gamma$ provenant de la feuille de ^{82}Se	113
4.21	Topologie d'un événement $e\gamma$	114
4.22	Distribution des vertex des événements $e\gamma$ provenant de la feuille de ^{150}Nd	115
4.23	Partie à haute énergie des événements du canal $e\gamma$ pour le ^{150}Nd	116
4.24	Spectre de l'énergie totale déposée par les événements du canal $e\gamma$	117
4.25	Analyse du point chaud dans le canal à un électron.	120
4.26	Spectre en énergie du canal à un électron.	121
4.27	Spectre à haute énergie des événements un électron.	122
4.28	Spectre de l'énergie totale déposée par événement dans le canal $e\gamma$	124
5.1	Visualisation d'événements $2e_{int}$	126
5.2	Profil des distributions en énergie totale déposée dans le canal $2e_{int}$	128
5.3	Distribution de l'énergie totale déposée dans le canal $2e_{int}$ pour la source de ^{150}Nd	130
5.4	Distribution du cosinus de l'angle entre les traces reconstruites des deux électrons au point d'émission.	130
5.5	Distribution de l'énergie totale déposée dans le canal $2e_{int}$ pour la source de ^{82}Se	132
5.6	Distribution du cosinus de l'angle entre les traces reconstruites des deux électrons.	132
5.7	Distribution de l'énergie totale déposée par les événements simulés de double désintégration bêta sans émission de neutrino.	134
5.8	Agrandissement du spectre de l'énergie totale déposée dans le canal $2e_{int}$ pour le ^{150}Nd	135
5.9	Agrandissement du spectre de l'énergie totale déposée dans le canal $2e_{int}$ pour le ^{82}Se	137
6.1	Schéma de décroissance du ^{212}Bi	142
6.2	Représentation schématique du canal d'analyse de la contamination en ^{212}Bi de la source.	142
6.3	Visualisation d'événements sélectionnés par le canal bipo provenant de la source.	143
6.4	Taux d'événements bipo provenant de la source en fonction du numéro de run.	144
6.5	Topologies des événements bipo venant de la surface des scintillateurs.	144
6.6	Visualisation d'un événement $bipo_{calorimetre}$ (run : 3616 ; événement : 54811).	145
6.7	Représentation de l'écart en temps entre les deux PM ayant déclenché.	145
6.8	Visualisation d'un événement $bipo_{calorimetre}$ (run : 3660 ; événement : 1018).	147
6.9	Vue schématique du détecteur NEMO-3.	148
6.10	Distribution des vertex d'émission des événements bipo à la surface du calorimètre selon $R.\theta$	148

Liste des tableaux

1.1	Interactions et bosons vecteurs.	16
1.2	Description des fermions du modèle standard.	17
1.3	Tableau récapitulatif des valeurs des paramètres d'oscillations accessibles suivant les schémas SMA, LMA, LOW.	26
1.4	Sensibilité des différentes sources de neutrinos aux paramètres de masse propre et d'angle de mélange.	26
1.5	Liste des isotopes émetteurs $\beta\beta$	40
2.1	Isotopes émetteurs $\beta\beta$ retenus pour l'expérience NEMO-3.	43
2.2	Tableau récapitulatif des activités limites acceptables en ^{214}Bi et en ^{208}Tl pour l'étude $\beta\beta 0\nu$ dans les sources de ^{82}Se et de ^{150}Nd	46
2.3	Tableau récapitulatif de la gamme et de la dynamique de l'électronique du calorimètre.	58
2.4	Durée et taux de trigger moyen par phase d'acquisition.	63
3.1	Isotopes disponibles dans <i>GENBB</i>	82
4.1	Flux de neutrons au LSM en fonction de leurs énergies.	97
4.2	Flux de γ au LSM en fonction de leurs énergies.	97
4.3	Principaux contaminants présents dans les sources émettrices double bêta du détecteur NEMO 3.	98
4.4	Activité en Bq des principaux constituants du détecteur NEMO-3.	98
4.5	Résultats des mesures des activités (mBq/kg) des sources de ^{82}Se et de ^{150}Nd par spectrométrie γ	99
4.6	Efficacité de sélection au canal OCE.	103
4.7	Résultat préliminaire d'une partie du modèle de bruit de fond externe.	105
4.8	Efficacité de sélection au canal OCG.	107
4.9	Efficacité de sélection au canal $e\gamma\gamma$ de quelques isotopes dans la source de ^{150}Nd	111
4.10	Activité mesurée par le canal $e\gamma\gamma$ pour la source de ^{82}Se	113
4.11	Efficacité de sélection au canal $e\gamma$ de quelques isotopes dans la source de ^{150}Nd	114
4.12	Activité mesurée par le canal $e\gamma$ pour la source de ^{150}Nd	117
4.13	Profil de décroissance de quelques isotopes.	118
4.14	Efficacité de sélection au canal un électron pour la source de ^{82}Se	119
4.15	Résultat de l'analyse du canal un électron à haute énergie.	119
5.1	Efficacité de sélection des bruits de fond externes au canal deux électrons internes.	127
5.2	Efficacité de sélection des bruits de fond internes au canal deux électrons internes.	127
5.3	Contribution en nombre d'événements des différentes sources de bruit de fond pour la source de ^{150}Nd	129

5.4	Contribution en nombre d'événements des différentes sources de bruit de fond pour la source de ^{82}Se	131
5.5	Descriptif des événements candidats $\beta\beta 0\nu$	136
5.6	Facteur de phase pour le ^{150}Nd et le ^{82}Se	138
6.1	Efficacité de sélection au canal bipo dans la source de quelques contributions. . .	143
6.2	Nombre d'événements pour chaque canal d'analyse du processus $\text{bipo}_{\text{calorimetre}}$. .	147
A.1	Récapitulatif des efficacités de sélections des isotopes définissant les modèles de bruit de fond.	154
A.2	Description des modèles de bruits de fond internes.	154
B.1	Description du modèle de bruit de fond externe pour l'analyse des sources de ^{150}Nd et de ^{82}Se	156

Introduction

Les propriétés des particules élémentaires et leurs interactions sont décrites par le Modèle Standard de la physique des particules. Mis au point dès les années 1970, ce modèle a depuis été confirmé par de nombreuses expériences. Toutefois, les propriétés définissant le neutrino, telles que sa masse et sa nature, ne sont pas prédites par cet édifice théorique. Pour tenir compte des observations expérimentales, les masses des neutrinos ont toutes été supposées nulles. Or, l'observation récente du phénomène d'oscillation de saveur des neutrinos conduit à attribuer une masse non-nulle à cette particule.

Le neutrino, électriquement neutre, est le seul fermion qui puisse être représenté par un champ de Dirac ou un champ de Majorana. Dans ce dernier cas le neutrino est sa propre anti-particule. Ces investigations sont élaborées dans le cadre d'extension du Modèle Standard.

Jusqu'à maintenant, seule l'observation du signal de la double désintégration bêta sans émission de neutrino – brisant la conservation du nombre leptonique – permettrait de déterminer expérimentalement la nature et l'échelle de masse absolue du neutrino et apporterait une information décisive à la description de la physique des particules élémentaires.

L'objectif de l'expérience NEMO-3 (Neutrino Ettore Majorana Observatory), située dans le Laboratoire Souterrain de Modane (LSM), est de rechercher un signal de double désintégration bêta sans émission de neutrino ($\beta\beta 0\nu$) avec une sensibilité à la période de décroissance de l'ordre de 10^{24} années. La signature d'un tel processus est un pic monoénergétique à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$, obtenue par la mesure de la somme en énergie des deux électrons. Pour atteindre cet objectif, le détecteur est constitué d'un trajectographe et d'un calorimètre pour identifier et mesurer les électrons de décroissance émis par quelques 10 kg d'émetteurs $\beta\beta$.

La principale difficulté dans la recherche d'un processus extrêmement rare tel que la double désintégration bêta ($T_{1/2} \approx 10^{18-25}$ années) est la sensibilité de l'expérience aux bruits de fond. Cette sensibilité est d'autant plus importante que l'énergie de transition des émetteurs $\beta\beta$ ($Q_{\beta\beta} \approx 3$ MeV) correspond à la gamme en énergie de la radioactivité naturelle. Il est donc impératif de réduire à l'extrême toutes les sources de bruit de fond. Ainsi les matériaux utilisés lors de la construction du détecteur ont été sélectionnés pour leur très faible radioactivité. De plus, le détecteur a été installé sous une importante couverture rocheuse afin de réduire de six ordres de grandeur le flux de particules d'origine cosmique par rapport à celui mesuré au niveau de la mer.

L'objectif de ce travail est d'analyser les données de l'expérience NEMO-3 afin d'y rechercher une preuve de l'existence du processus $\beta\beta 0\nu$ dans les sources de ^{150}Nd et de ^{82}Se . Cette étude ne peut être réalisée sans une connaissance aussi précise que possible des bruits de fond susceptibles de perturber cette investigation. Ce travail consiste donc pour une part essentielle en la description quantitative des bruits de fond de l'expérience ainsi que de la réponse du détecteur qui leur est associée.

Le premier chapitre de cette thèse introduit la physique du neutrino et présente les mécanismes de la double désintégration bêta et les enjeux du processus $\beta\beta 0\nu$. Après un résumé des expériences actuelles et de leurs résultats, quelques projets futurs sont passés en revue pour présenter les objectifs à atteindre pour les prochaines années.

Le deuxième chapitre décrit le détecteur NEMO-3. Dans cet exposé sont expliqués les choix de conception liés aux contraintes fixées par la sensibilité à atteindre. Ainsi les performances du détecteur seront passées en revue avant de décrire le protocole de fonctionnement de l'expérience.

Dans le troisième chapitre sont présentées les méthodes utilisées pour identifier les décroissances observées dans le détecteur NEMO-3. Dans cette partie, les techniques menant à caractériser les événements enregistrés sont détaillées et justifiées à l'aide de la simulation.

Le quatrième chapitre expose l'importance de disposer d'un modèle de bruit de fond aussi précis que possible pour cette expérience de recherche du processus rare de désintégration $\beta\beta 0\nu$. Ce chapitre est composé de deux principales parties : la description des sources de contamination externe et interne dans le détecteur NEMO-3 ainsi que les mécanismes à l'origine du bruit de fond puis les mesures des activités de ces contaminants avec les données de NEMO-3.

Le chapitre cinq présente l'analyse des données pour l'étude du processus $\beta\beta$. La méthode de sélection des événements $\beta\beta$ et l'estimation de l'impact des bruits de fond sur la base des modèles définis précédemment sont expliqués pour mesurer la période de décroissance du processus $\beta\beta 2\nu$ pour les sources de ^{150}Nd et de ^{82}Se . L'estimation de l'impact de la transition permise permettra de rechercher un excès d'événements pouvant être attribué à la décroissance $\beta\beta 0\nu$.

La contamination en ^{208}Tl restera un point sensible à la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrino pour les détecteurs de future génération comme SuperNEMO. L'investigation originale de canaux d'analyse de la contamination en ^{208}Tl présentée dans ce dernier chapitre est donc justifiée. L'exploration de canaux innovant menant à l'observation de la cascade $^{212}\text{Bi-Po}$ permettrait de signer et de localiser la source de contamination.

Chapitre 1

Physique du neutrino et double désintégration bêta

Au début du XX^e siècle, la communauté scientifique découvre la radioactivité. A cette époque, les désintégrations sont interprétées comme l'émission d'une particule par le noyau atomique. Les spectres mono-énergétiques des désintégrations α et γ sont la signature cinématique d'un processus à deux corps dans l'état final. En 1914, lorsque J. Chadwick observe le spectre continu de la désintégration β , cela va à l'encontre de toute attente. Pour expliquer ce phénomène, N. Bohr propose que le principe de conservation de l'énergie n'est vérifié que statistiquement et non rigoureusement par processus indépendant.

En 1930, W. Pauli tente de sauvegarder le principe de conservation de l'énergie en supposant que lors de la désintégration bêta, l'électron est accompagné d'une particule légère électriquement neutre et de spin 1/2. Cette particule qui n'interagit que très faiblement avec la matière emporterait alors une partie de l'énergie manquante. Dans sa célèbre lettre[1] à ses « collègues radio-actifs », W. Pauli baptise cette particule, le neutron. Deux ans plus tard, J. Chadwick découvre le neutron tel que nous le connaissons aujourd'hui pour expliquer un rayonnement très pénétrant qui interagit avec le proton. C'est en 1934 que E. Fermi introduit le *petit neutron*, neutrino en italien, dans la théorie de la désintégration bêta. La faible probabilité d'interaction calculée de cette particule laisse alors penser que le neutrino est impossible à observer.

Pourtant au début des années 50, F.Reines et C.Cowan installent un détecteur à proximité du réacteur nucléaire de Hanford, source de 100 milliards de milliards de neutrinos par seconde. Le but du projet « Poltergeist » est de détecter une réaction β^+ inverse par l'observation de deux γ de 511 keV en coïncidence suivis d'un autre γ dû à la capture d'un neutron. La première preuve de l'existence du neutrino est apportée en juin 1956 avec $3,0 \pm 0,2$ événements par heure.

Depuis, l'existence de trois saveurs de neutrino a été confirmée expérimentalement : le neutrino électronique ν_e , le neutrino du muon ν_μ et le neutrino du tau ν_τ . C'est en 1961 à Brookhaven avec un faisceau de pions, que Schwartz observe les premières interactions du ν_μ avec la matière[2]. En 2000, l'expérience DONUT observera le ν_τ avec des collisions sur cible de protons de 800 GeV[3]. L'expérience de mesure de la largeur de résonance de la désintégration du Z^0 (Γ_{Z^0}) faite par le LEP au CERN en 1989[4] a permis de définir le nombre de familles de neutrinos légers sensibles à l'interaction faible.

$$\Gamma_{Z^0} = \Gamma_{had} + 3\Gamma_l + \Gamma_{inv} \quad (1.1)$$

$$\Gamma_{inv} = N_\nu \Gamma_\nu \quad (1.2)$$

Les confrontations des calculs avec la mesure ($N_\nu = 2.994 \pm 0.012$) ont établi qu'il n'existe que trois familles de neutrinos légers.

1.1 Le neutrino dans le modèle standard et au-delà

1.1.1 Le modèle standard

Le modèle standard (SM) de la physique des particules est un édifice théorique qui décrit les interactions fondamentales (forte, faible et électromagnétique) entre les particules élémentaires qui constituent la matière (leptons, quarks). Ce modèle est le résultat d'un demi siècle de travaux théoriques et de recherches expérimentales. Un de ses objectifs est d'unifier dans une même théorie des champs quantiques et relativistes les interactions électromagnétiques et les interactions faibles dans le groupe de symétrie de jauge $SU(2) \otimes U(1)$ puis l'interaction forte qui décrit la chromo-dynamique quantique (QCD) dans le groupe $SU(3)$. Ce formalisme de symétrie de jauge implique la conservation de nombres quantiques (nombre leptonique, charge électrique...) lors des processus d'interaction entre particules. Dans cette théorie des champs, les forces sont décrites comme basées sur l'échange de bosons vecteurs éventuellement massifs (γ , W^\pm , Z^0 et 8 gluons) entre les particules mises en jeu. Le tableau 1.2 résume quelques caractéristiques des interactions fondamentales et leurs particules associées.

forces	Interactions fondamentales				
	électro-faible		forte	gravitationnelle	
	électro-magnétique	faible			
médiateurs	γ	W^\pm	Z^0	gluons	graviton
masse(MeV)	0	80 - 91		0	?
portée	∞	atto-m		femto-m	∞

TAB. 1.1 – Interactions et bosons vecteurs.

Un des principaux succès du modèle standard a été la prédiction de l'existence des bosons de jauge W^\pm et Z^0 responsables des interactions faibles et découverts en 1983.

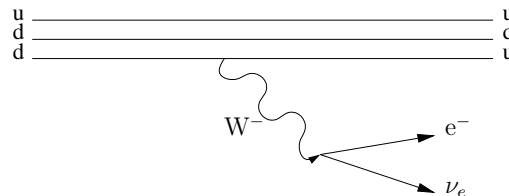


FIG. 1.1 – Diagramme de Feynman d'une désintégration β .

Le tableau 1.2 inventorie les fermions qui sont les constituants élémentaires de la matière : leptons et quarks. Les interactions entre leptons sont régies par l'interaction électro-faible et seuls les quarks sont sensibles à l'interaction forte. Les leptons sont rangés selon trois familles de saveur, les électrons, les muons et les taus. Ces particules présentent une charge électrique négative et à chacune de ces particules est associé un neutrino.

Leptons		Quarks	
saveur	masse (MeV)	saveur	masse (MeV)
e^-	0.511	u	3
ν_e	$< 0.9 \cdot 10^{-6}$	d	6
μ^-	106	c	1300
ν_μ	$< 0.9 \cdot 10^{-6}$	s	100
τ^-	1777	t	175000
ν_τ	$< 0.9 \cdot 10^{-6}$	b	4300

TAB. 1.2 – Description des fermions du modèle standard.

À chacune de ces particules est associée une anti-particule présentant exactement les mêmes caractéristiques à l'exception de la charge électrique qui est de valeur opposée. Ces particules puisent leur origine du fait que l'équation de Dirac présente deux solutions, l'une est d'énergie positive et l'autre négative. L'interprétation de la solution d'énergie négative est classiquement considérée comme n'étant pas physique et s'en trouve initialement écartée. Dans une reformulation moderne, ces solutions trouvent leur place légitime dans le modèle standard et sont imputées aux anti-particules.

Fort de nombreux succès tant expérimentaux que théoriques, le modèle standard n'en constitue pas moins une théorie incomplète des interactions fondamentales. Une des raisons est notamment qu'il ne décrit pas la force de gravitation dans un formalisme de symétrie de jauge sur le même modèle que les trois autres interactions. Par ailleurs, le modèle standard possède 29 paramètres libres (dont 10 pour décrire les paramètres de masse des neutrinos) qui décrivent entre autres les masses des particules élémentaires ainsi que leurs différents couplages. La valeur de chacun de ces paramètres n'est pas fixée par des principes premiers mais doit être déterminée par des mesures expérimentales.

Dans ce cadre, les neutrinos sont les seuls fermions à présenter les particularités suivantes :

- pas de charge électrique,
- une masse d'au moins six ordres de grandeur inférieure à celle du lepton de la même famille,
- une asymétrie des états d'hélicités[5].

1.1.2 Leptons et modèle standard

L'équation de Dirac d'une particule libre de spin demi-entier décrite par un bi-spineur de Dirac Ψ à quatre composantes ¹ est donnée par :

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi = 0 \quad \text{avec} \quad \hbar = c = 1 \quad (1.3)$$

$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix}$, m la masse au repos de la particule, ∂_μ un opérateur de dérivation sur les coordonnées d'espace-temps et γ^μ les matrices de Dirac définie par :

¹2 composantes pour les particules et 2 composantes pour les anti-particules

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix} \quad \forall i \in [1; 3] \text{ dans } \mathbf{N} \quad (1.4)$$

σ_i étant les matrices de Pauli.

Le bi-spineur peut être défini comme étant la composition de deux états de chiralité droite et gauche $\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_L \\ \Psi_R \end{pmatrix}$ définis par les opérateurs de projection P_L et P_R .

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

$$\Psi_L = P_L \Psi \quad \Psi_R = P_R \Psi$$

Les champs de chiralité peuvent être représentés comme étant la superposition des états d'hélicité droite ($\Psi_{+1/2}$) et gauche ($\Psi_{-1/2}$) tel que :

$$\Psi_R = \Psi_{+1/2} + f\left(\frac{m}{E}\right)\Psi_{-1/2} \quad (1.5)$$

$$\Psi_L = \Psi_{-1/2} + f\left(\frac{m}{E}\right)\Psi_{+1/2} \quad (1.6)$$

Il est à noter que lorsque la masse tend vers 0, l'état de chiralité gauche/droit est assimilé à l'état d'hélicité gauche/droit.

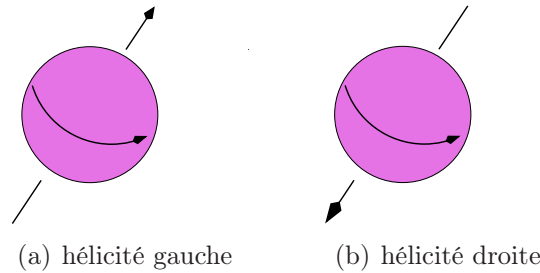


FIG. 1.2 – Représentation schématique de l'hélicité des particules. L'hélicité est définie comme étant la projection du spin sur l'impulsion de la particule.

L'hélicité est gauche si le spin et l'impulsion sont opposés et droite dans le cas contraire.

L'équation de Dirac présente quatre solutions qui sont :

- les leptons L_L et L_R correspondant aux deux états de spin pour les solutions d'énergie positive.
- Les anti-leptons \bar{L}_L et \bar{L}_R pour les solutions d'énergie négative.

1.1.3 Neutrino de Dirac ou de Majorana

Masse du neutrino de Dirac

Dans l'hypothèse d'un fermion de Dirac sans interaction, le Lagrangien permettant de définir la masse de la particule de Dirac (m_D) s'écrit :

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_D)\Psi \quad (1.7)$$

L'écriture de la fonction d'onde sur ces composantes chirales permet d'écrire le terme de masse de Dirac tel que :

$$\mathcal{L} = m_D(\bar{\Psi}_L\Psi_R + \bar{\Psi}_R\Psi_L) \quad (1.8)$$

Dans le cas du neutrino, la production d'un terme de masse nécessite l'existence d'un neutrino gauche et d'un neutrino droit. Or, l'expérience[5] n'a mis en évidence que le neutrino d'hélicité gauche (anti-neutrino d'hélicité droite) ce qui impose au modèle standard de fixer une masse nulle pour les neutrinos.

Dans la limite d'une masse nulle, l'hélicité et la chiralité des neutrinos sont confondues ($\Psi_R = \Psi_{+1/2}$ et $\Psi_L = \Psi_{-1/2}$). Parmi les quatre solutions de l'équation de Dirac, seul deux solutions indépendantes subsistent, le ν_L et le $\bar{\nu}_R$. Dans ce cas, cette particule est définie, dans le modèle standard, par un spineur à deux composantes, c'est à dire une particule de Weyl.

Masse du neutrino de Majorana

En 1937, E. Majorana propose que les leptons neutres sont identiques à leur propre anti-particule. Cela implique qu'il n'existe plus que deux états indépendants (correspondant aux hélicités droite $L_{+1/2}$ et gauche $L_{-1/2}$), que la charge électrique de cette particule doit être nulle et que le nombre leptonique n'est pas conservé par cette particule. L'opérateur de conjugaison de charge C, qui change une particule en son anti-particule, est unitaire dans le sous-espace des états de Majorana ce qui revient à écrire :

$$C\Psi_{L\pm} = \Psi_{L\pm} \quad (1.9)$$

Le neutrino est le seul fermion de charge électrique neutre ; ce qui en fait la seule particule susceptible de posséder ce caractère de Majorana. Dans ce cas, cette particule n'existe que dans deux états indépendants (comme les particules de Weyl) : un neutrino d'hélicité droite $\nu_{+1/2}$ et un neutrino d'hélicité gauche $\nu_{-1/2}$.

Une transformation de Lorentz peut échanger un état d'hélicité gauche en un état d'hélicité droit exclusivement s'il est possible de trouver un référentiel permettant de voir le spin de la particule inversé. Ceci est uniquement possible lorsque la particule est massive, on parle d'un neutrino de Majorana.

Ainsi un terme du type $\bar{\Psi}_L(\Psi_L)^C$ dans le lagrangien 1.7 peut parfaitement convenir au même titre que le terme $\bar{\Psi}_L\Psi_R$. On peut généraliser le lagrangien selon deux composantes (Dirac et Majorana) de la façon suivante :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_D + \mathcal{L}_M \quad (1.10)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_D &= m_D(\bar{\Psi}_L\Psi_R + \bar{\Psi}_R\Psi_L) \\ \mathcal{L}_M &= \frac{1}{2}m_L(\bar{\Psi}_L\Psi_L^C + \bar{\Psi}_L^C\Psi_L) + \frac{1}{2}m_R(\bar{\Psi}_R\Psi_R^C + \bar{\Psi}_R^C\Psi_R) \end{aligned}$$

m_D est le terme de masse de Dirac, m_L et m_R sont les termes de masse de Majorana.

$$\mathcal{L} = m_D(\bar{\Psi}_L\Psi_R) + \frac{1}{2}m_L(\bar{\Psi}_L\Psi_L^C) + \frac{1}{2}m_R(\bar{\Psi}_R^C\Psi_R) + h.c. \quad (1.11)$$

$h.c.$ est le conjugué hermitique. Cette équation peut s'écrire sous forme matricielle tel que :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\bar{\Psi}_L, \bar{\Psi}_L^C)\mathcal{M} \begin{pmatrix} \Psi_R^C \\ \Psi_R \end{pmatrix} + h.c. \quad \text{avec} \quad \mathcal{M} = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

La diagonalisation de la matrice \mathcal{M} permet d'obtenir les valeurs propres de masse des neutrinos.

1. Dans le cas simple d'une seule famille de neutrino, les valeurs propres sont :

$$m_{\pm} = \frac{1}{2} \left[(m_L + m_R) \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4m_D^2} \right] \quad (1.13)$$

2. Dans le cas général, la dimension de la matrice \mathcal{M} dépend de deux facteurs :
- du nombre de neutrinos légers d'hélicité gauche ; l'expérience fixe ce nombre à trois familles.
 - du nombre de neutrinos d'hélicité droite ; aucun de ces neutrinos n'a été mis en évidence grâce à l'interaction faible. Il n'y a donc aucune limite théorique au nombre de neutrinos *stériles* que nous noterons n_R .

La matrice \mathcal{M} est donc de dimension $(3+n_R)^2$ et ses valeurs propres qui sont au nombre de $3+n_R$ ne sont pas des valeurs propres de l'interaction faible.

1.1.4 Le mécanisme de la balançoire

Jusqu'à maintenant, rien n'explique le fait que la masse du neutrino soit si faible par rapport au lepton associé à sa famille. Le modèle de la balançoire permet de proposer une explication purement théorique de ce phénomène. Supposant que le couplage gauche de Majorana est nul, alors le terme m_L s'annule. Ainsi la matrice \mathcal{M} s'écrit :

$$\begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

La diagonalisation de cette matrice mène aux deux valeurs propres m_{\pm} .

$$m_{\pm} = \frac{1}{2} \left[M \pm \sqrt{M^2 + 4m_D^2} \right] \quad (1.15)$$

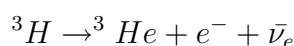
Si l'on suppose que $M \gg m_D$, on obtient les solutions $m_+ = M$ et $m_- = \frac{m_D^2}{M}$. L'existence d'un neutrino droit très massif implique un neutrino gauche d'autant plus léger. Ce mécanisme de balance entre un neutrino droit lourd et *stérile* et un neutrino gauche sensible à l'interaction faible peut expliquer la grande différence d'échelle de masse entre leptons de la même famille. De plus, ce scénario est d'autant plus attrayant qu'un modèle pour expliquer l'asymétrie baryonique de l'univers est la leptogénèse. Dans ce modèle, une asymétrie leptonique primordiale est générée par la désintégration hors équilibre de neutrinos droits de Majorana lourds[6].

1.2 Mesure de masse et oscillation de neutrino

1.2.1 Mesures directes

Depuis quelques années, les techniques instrumentales permettent d'envisager des expériences sensibles aux paramètres de masses des neutrinos (masse absolue ou échelle de masse du neutrino).

L'analyse de la désintégration β du Tritium permet de déterminer une limite sur la masse du neutrino électronique ν_e .



La forme du spectre en énergie de la désintégration β est donnée par :

$$\frac{dN}{dE} \propto F(Z, E) \times \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_\nu^2} \times \Theta(E_0 - E - m_\nu) \quad (1.16)$$

Avec E_0 l'énergie totale de décroissance dans le cas où $m_\nu=0$, $F(Z,E)$ est la fonction de Fermi. Au niveau de l'énergie de transition Q_β , une distortion de la forme du spectre apparaît avec la masse du neutrino.

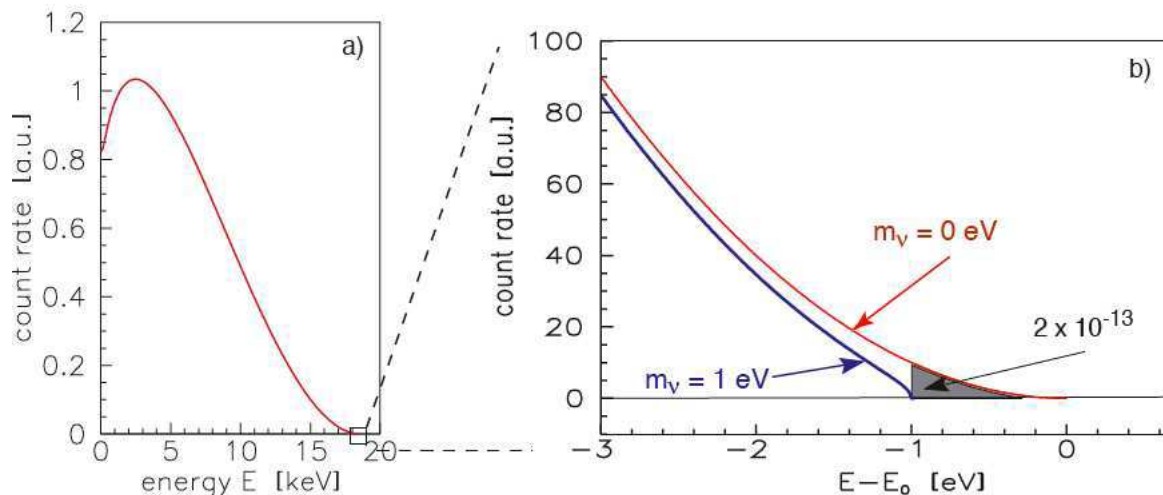


FIG. 1.3 – Représentation du spectre en énergie de la désintégration β du tritium.

Ce type d'expérience se trouve confronté aux difficultés fondamentales d'une résolution en énergie de l'ordre de la fraction de l'électron-volt tout en accumulant un nombre d'événements significatif dans le domaine en énergie d'intérêt. Si l'on suppose que $m_{\nu_e} = 1$ eV, la fraction du taux de comptage comprise entre E_0 et $(E_0 - m_{\nu_e})$ est de l'ordre de 10^{-13} . Les meilleures limites obtenues actuellement sont données par les expériences Mainz[7] et Troitzk[8].

$$m_{\nu_e} < 2,2 \text{ eV} \quad (95\%CL)$$

Ces dernières années, les membres de ces collaborations se sont réunis sous un projet commun : KATRIN². Il est prévu que cette expérience commence l'acquisition de ses premières données pour la fin de l'année 2010. L'objectif est d'atteindre une sensibilité sur m_{ν_e} de l'ordre de 0,2 eV[10].

Une limite supérieure beaucoup plus contraignante peut être placée sur la masse des neutrinos en combinant les informations fournies par des expériences d'astrophysique. Les mesures des fluctuations du bruit de fond cosmologique micro-onde (CMB) par de multiples expériences (la dernière en date : WMAP³) convergent vers une limite supérieure de l'ordre de 1.3 eV[9] pour la somme des masses des neutrinos et donc environ 0,5 eV par neutrino si les masses sont quasi-dégénérées. Une nouvelle génération de satellite pour la mesure du CMB sera mise en orbite en 2008. La limite de résolution prévue avec le satellite Planck est de 0,2 eV.

Bien que les résultats obtenus dépendent fortement du modèle cosmologique utilisé, les efforts déployés dans ce domaine permettent d'envisager une amélioration importante de la sensibilité des mesures.

²KATRIN - KARlsruhe TRItium Neutrino experiment

³WMAP - Wilkinson Microwave Anisotropy Probe

La masse du neutrino du muon est obtenue par la mesure de l'impulsion du μ^+ produit par la désintégration du π^+ : $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$.

$$m_{\nu_\mu} < 170 \text{keV} \quad (90\%CL)[11]$$

La meilleure limite de mesure de la masse du neutrino du tau est déduite de la mesure de la désintégration du τ par le processus : $\tau^- \rightarrow 5\pi^- + \nu_\tau$.

$$m_{\nu_\tau} < 18,2 \text{ MeV} \quad (90\%CL)[12]$$

1.2.2 Mélange de neutrino

La conséquence d'un neutrino massif est que les états propres produits par l'interaction faible ne sont pas les valeurs propres de masse. Les saveurs des neutrinos ν_e , ν_μ et ν_τ peuvent être définies comme étant la superposition des états propres ν_1 , ν_2 et ν_3 . Une matrice U_{PMNS} ⁴ de mélange (analogue à la matrice CKM de mélange des quarks) entre la base de l'interaction faible et la base des états propres de masse peut s'écrire :

$$|\nu_\alpha\rangle = U_{PMNS}|\nu_i\rangle \quad \text{avec} \quad \alpha = e, \mu, \tau; \quad i = 1, 2, 3 \quad (1.17)$$

$$(1.18)$$

Dans le cas d'un neutrino de Majorana, la matrice unitaire de mélange est définie par $U_{PMNS} = U_{23}U_{13}U_{12}\text{Diag}(1, e^{i\phi_1}, e^{i\phi_2})$ avec les matrices de rotation définies telles que :

$$U_{23} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23}e^{-i\delta_{23}} \\ 0 & -s_{23}e^{i\delta_{23}} & c_{23} \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

$$U_{13} = \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{13}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

$$U_{12} = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12}e^{-i\delta_{12}} & 0 \\ -s_{12}e^{i\delta_{12}} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

avec $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$ et $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$, ϕ_1 et ϕ_2 sont des facteurs de phase. La figure 1.4 est une représentation graphique des angles de rotation de la matrice de conversion de la base de masse à la base des saveurs de l'interaction faible.

la masse effective du neutrino de Majorana s'exprime comme étant le mélange des états propres de masse :

$$\langle m_{\nu_l} \rangle = \left| \sum_{i=1}^3 U_{PMNS}^2 m_i \right| \quad (1.22)$$

⁴ U_{PMNS} appelée matrice de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS)

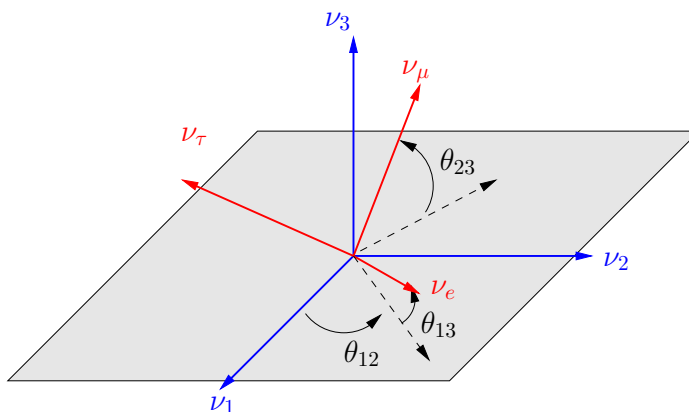


FIG. 1.4 – Représentation de la matrice de mélange entre les états propres de saveur et les états propres de masses des neutrinos.

1.2.3 Oscillation des saveurs de neutrinos

La problématique des neutrinos solaires

Le Soleil est l'étoile la plus proche de la Terre et par conséquent, cela en fait l'astre le plus étudié par les scientifiques. Les astrophysiciens disposent d'un modèle physique du Soleil (Solar Standard Model - SSM) pour expliquer et prévoir son évolution (dimension, masse, température, âge...). La figure 1.5 représente les réactions nucléaires au sein du Soleil telles qu'elles sont décrites par le modèle.

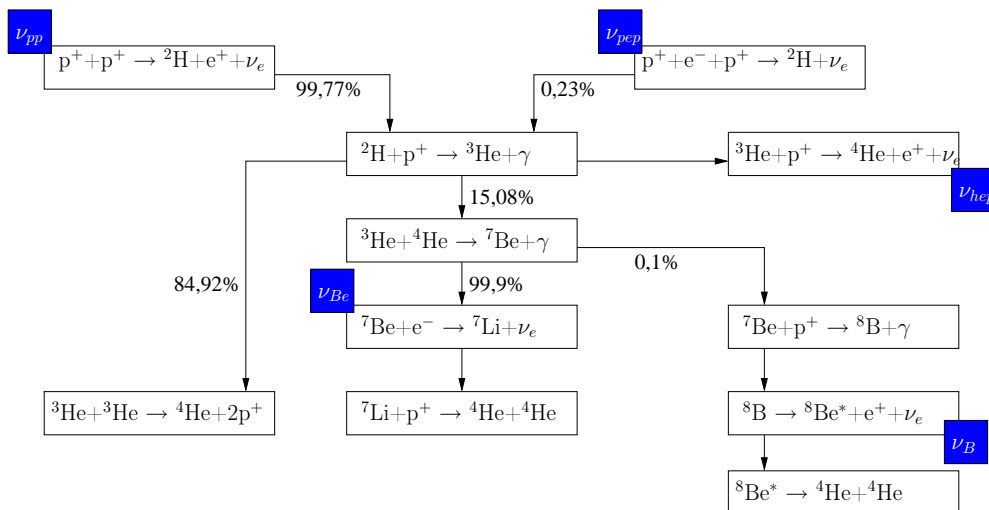


FIG. 1.5 – Schéma simplifié des réactions nucléaires dans le Soleil.

Les neutrinos électroniques solaires sont produits :

- par des réactions d'associations proton-proton (ν_{pp} et ν_{pep})
- lors de la synthèse de l' ^4He à partir de l' ^3He
- lorsque le ^7Be produit un ^7Li par capture électronique
- par la désintégration β^+ du ^8B

Le modèle standard du Soleil décrit avec autant de précision que possible la proportion et la gamme d'énergie des neutrinos de chaque source. Toutefois, il reste des incertitudes quant aux

mécanismes décrivant le fonctionnement du Soleil. La méconnaissance des abondances d'hélium et des isotopes lourds puis l'impossibilité à déterminer les vitesses de rotations internes du Soleil sont des sources d'erreur pour déterminer le flux de neutrinos attendu [13].

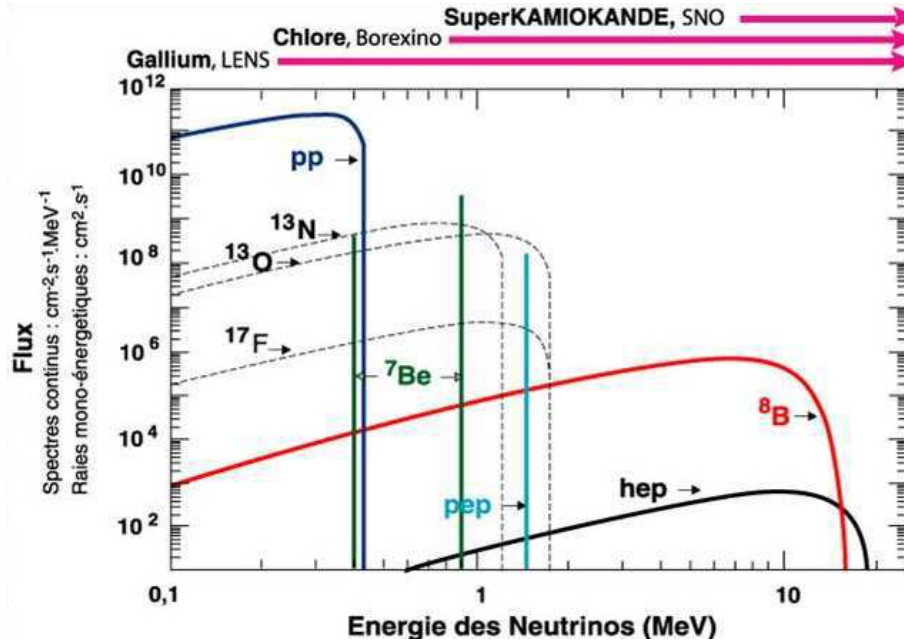


FIG. 1.6 – Diagramme des flux de neutrino par origine en fonction de l'énergie.

Les premières observations du flux de neutrinos solaires ont été menées dès 1968 aux États-Unis. Les neutrinos électroniques étaient détectés par la désintégration β inverse du ^{37}Cl ($\nu_e + ^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^-$) observée avec un détecteur de 615 tonnes de tétrachlorure de carbone à la mine d'Homestake[14]. Le flux de ν_e observé était un tiers moins intense que prévu par le modèle. Le même déficit a été observé par plusieurs expériences indépendantes ultérieures (GALLEX, SNO, SAGE...).

C'est au Japon dans la mine de Kamioka que ces résultats ont pu être confirmés. Le principe de détection de Kamiokande est basé sur l'observation du rayonnement Cherenkov issu des électrons de diffusion élastique : $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$. L'avantage de cette méthode a été de pouvoir localiser la source de neutrino à l'origine de l'électron observé. Par la suite, Super-Kamiokande (un détecteur 16 fois plus grand que Kamiokande) a permis d'améliorer les mesures dues à sa meilleure sensibilité et la plus grande statistique.

Le déficit de ν_e peut être expliqué par l'interprétation d'une hypothèse proposée par Pontecorvo en 1957. Si l'on suppose que les neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ) sont des combinaisons linéaires d'états propres (ν_1, ν_2, ν_3) alors les neutrinos peuvent osciller d'un état de saveur à l'autre comme le font les quarks.

Les oscillations de saveurs

Les états propres de masse des neutrinos sont des états stationnaires montrant une dépendance au temps tel que :

$$|\nu_i(x, t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(x, 0)\rangle \quad (1.23)$$

Un neutrino de saveur $|\nu_\alpha\rangle$ émis par une source au temps $t=0$ est défini au cours du temps

par :

$$|\nu_\alpha(x, t)\rangle = \sum U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i(x, 0)\rangle \quad (1.24)$$

Cela implique qu'il est tout à fait possible qu'un état de saveur évolue en un autre état de saveur.

$$|\nu_\alpha(x, t)\rangle = \sum U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{-i\Delta E_i t} |\nu_\beta(x, 0)\rangle \quad (1.25)$$

Voyons le cas simple d'une transition seulement dans le cas de deux saveurs de neutrinos.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

Alors la probabilité de transition d'un état de saveur à l'autre d'un neutrino d'énergie E sur une distance L dans le vide s'écrit :

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \\ P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta \times \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \end{aligned}$$

θ est l'angle de mélange entre les termes de masse propre, Δm^2 est la différence des carrés des masses propres ($m_2^2 - m_1^2$). La probabilité de transition de saveur des neutrinos dépend des masses propres. Cela implique que l'observation d'oscillation de neutrino impose qu'au moins une des masses propres est non-nulle.

De plus, notons que plus la valeur de Δm^2 à inspecter est faible, plus il faudra maximiser le rapport $\frac{L}{E}$ pour permettre l'observation des oscillations.

L'expression de la probabilité d'oscillation dans la matière devient plus complexe lorsque l'on prend en compte l'influence de la matière sur la propagation des neutrinos. Alors que toutes les saveurs de neutrinos interagissent avec les électrons par courant neutre, seul le ν_e interagit par courant chargé avec la matière. Cet effet implique que le nombre de ν_e observé est supérieur au nombre de ν_e observé dans le cas d'une propagation dans le vide uniquement.

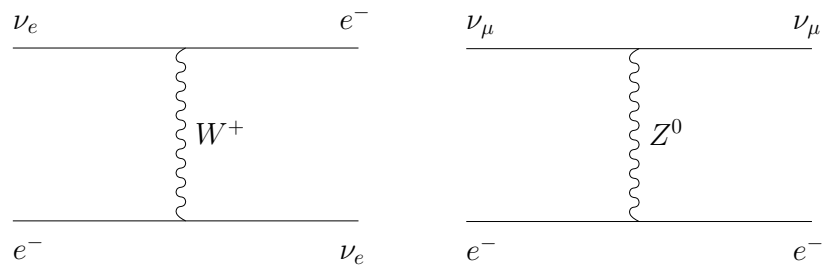


FIG. 1.7 – Représentation de l'interaction des neutrinos avec la matière. Les ν interagissent par courant neutre avec la matière et seul le ν_e peut interagir par courant chargé. Cet effet est à l'origine de l'effet MSW.

Ces interactions sont décrites par l'effet Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW)[34][35].

Il existe différents jeux de paramètres possibles pour décrire les oscillations dans la matière par effet MSW.

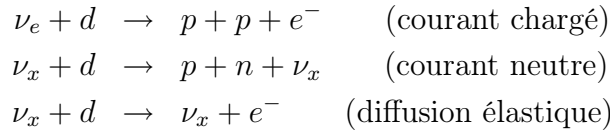
La différence entre le taux de neutrinos solaires détecté le jour et le taux détecté la nuit peut être expliqué par l'effet MSW lorsque les neutrinos traversent la Terre[36]. Cet effet peut aussi être mis en évidence avec des faisceaux de neutrinos qui seront mesurés après avoir traversé une grande quantité de matière (≈ 6000 km de roche)[37].

	Small Mixing Angle SMA	Large Mixing Angle LMA	LOW
Δm_{sol}^2	10^{-5} eV^2	10^{-5} eV^2	10^{-7} eV^2
\sin_{12}^2	$\approx 10^{-3}$	≈ 1	≈ 1

TAB. 1.3 – Tableau récapitulatif des valeurs des paramètres d’oscillations accessibles suivant les schémas SMA, LMA, LOW.

Mise en évidence des oscillations

Le détecteur SNO (Subdury Neutrino Observatory) est un détecteur de 1000 tonnes d’eau lourde entourée de photomultiplicateurs. Le but de cette expérience est de détecter des neutrinos provenant du soleil à travers les réactions suivantes :



Tandis que la première réaction est sensible aux neutrinos électroniques, les deux suivantes peuvent intervenir avec les trois saveurs de neutrinos. SNO présente le potentiel pour faire la part des neutrinos électroniques parmi tous les neutrinos provenant du soleil. Les résultats de la collaboration SNO[15] ont permis d’identifier plusieurs saveurs de neutrino provenant du soleil. La seule explication à la détection d’autres saveurs de neutrino est l’existence d’oscillations d’une saveur à l’autre. Mais la seule oscillation de saveur dans le vide ne peut expliquer le taux de neutrinos observé.

Il faut souligner le fait que les neutrinos produits au coeur du soleil doivent traverser 700000 km de matière avant d’atteindre le vide stellaire. Ainsi le taux de ν_e observé par cette expérience est expliqué par la prise en compte de l’effet MSW.

Actuellement, les résultats obtenus par les expériences étudiant les neutrinos solaires obtiennent à 95% de niveau de confiance :

$$\begin{aligned} \Delta m_{12}^2 &= (3 - 22)10^{-5} \text{ eV}^2 \\ \sin \theta_{12} &= (0,72 - 0,97) \end{aligned}$$

Ces résultats tendent à privilégier l’option des grands angles de mélange (LMA).

Afin de sonder plus précisément différents angles de mélange et d’autres échelles de Δm_{ij} , il existe d’autres sources intenses de neutrinos.

Source	Saveur étudiée	énergie	paramètres sensibles
Soleil	ν_e	0,5-19 MeV	$\Delta m_{12}^2 - \theta_{12}$
Réacteur	$\bar{\nu}_e$	1-6 MeV	$\Delta m_{12}^2 - \theta_{12} - \theta_{13}$
Atmosphérique	$\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$	0.1 GeV-10 TeV	$\Delta m_{23}^2 - \theta_{23}$
Accélérateur	$\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$	0,5-50 GeV	$\Delta m_{23}^2 - \theta_{23} - \theta_{13}$

TAB. 1.4 – Sensibilité des différentes sources de neutrinos aux paramètres de masse propre et d’angle de mélange.

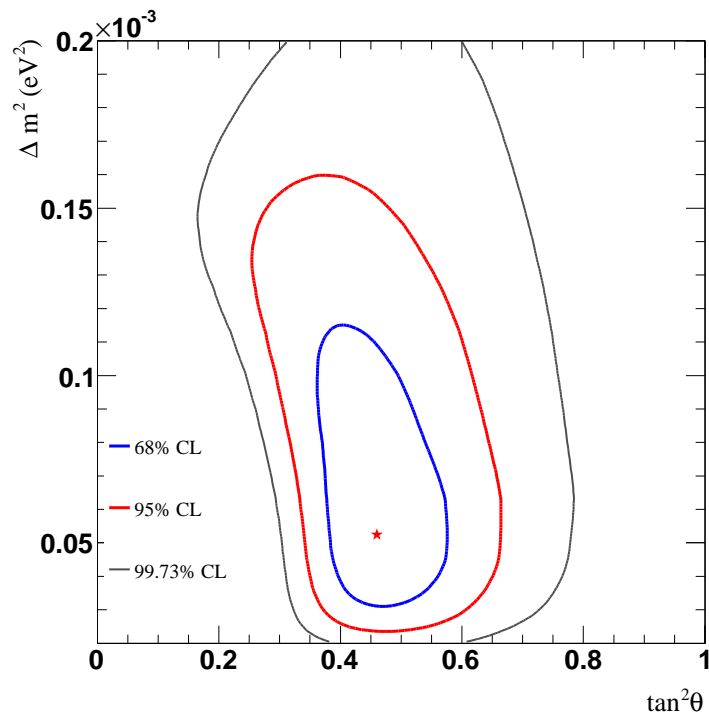


FIG. 1.8 – Limites fixées par l'expérience SNO sur l'angle de mélange θ_{12} et sur Δm_{12}^2 . Les contours sont donnés à 99,73 % de niveau de confiance (en noir), 95 % de niveau de confiance (en rouge), et 68 % de niveau de confiance (en bleu).

Les neutrinos des réacteurs Les premières expériences de détection de neutrinos se trouvaient à proximité des centrales nucléaires car c'était une source régulière et intense de neutrinos due à la désintégration des produits de fission. Le principe des expériences de ce type est de mesurer la proportion d'anti-neutrinos électroniques qui n'ont pas oscillé en détectant le positron et le neutron de la réaction β inverse de l'anti-neutrino avec un proton.

Kamland utilise 1000 tonnes de scintillateur liquide pour détecter les $\bar{\nu}_e$ provenant des 55 réacteurs nucléaires du parc électro-nucléaire japonais situés à une distance de 140 à 210 km. Cette expérience est sensible à la probabilité qu'un $\bar{\nu}_e$ produit dans une des centrales arrive dans le même état de saveur tel que :

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)(E) = 1 - \sin^2 \theta_{12} \left(\sin^2 \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E} \right) \quad (1.27)$$

L'expérience Chooz basée dans les Ardennes françaises fonctionne sur le même principe que Kamland avec une distance d'exposition au réacteur de 1,05 km. Double Chooz sera l'extension de cette expérience avec la construction d'un deuxième détecteur à une distance de 465 m prévue pour 2009. Chooz présente la particularité d'être une des rares expériences à être sensible au paramètre θ_{13} qui autoriserait une violation de CP. Ce paramètre est accessible par la probabilité suivante :

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)(E) = 1 - \sin^2 \theta_{13} \left(\sin^2 \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E} \right) \quad (1.28)$$

Aujourd'hui la combinaison de ces résultats avec ceux des neutrinos solaires donnent à 90 % de confiance :

$$\begin{aligned}\Delta m_{12}^2 &= (7,6 - 8,6).10^{-5}eV^2 \\ \tan \theta_{12} &= 0,38 - 0,54 \\ \sin^2 \theta_{13} &< 0,2\end{aligned}$$

Les neutrinos atmosphériques

Le rayonnement cosmique primaire est composé essentiellement de protons qui interagissent avec les hautes couches de l'atmosphère et produisent en particulier des pions. La désintégration de ces pions produit des muons et des neutrinos de la même saveur.

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \\ \mu^\pm &\rightarrow e^\pm + \nu_\mu + \nu_e\end{aligned}$$

Pour un π interagissant dans l'atmosphère, il y a deux ν_μ produits pour un ν_e . Les détecteurs terrestres sont chargés d'identifier les électrons ou les muons mis en mouvement par diffusion élastique par les neutrinos incidents.

Le détecteur Cherenkov Super-Kamiokande de 50 kt d'eau ultra-pure a mesuré un rapport $\frac{N_{\nu_\mu}}{N_{\nu_e}}$ deux fois plus faible que prévu. L'interprétation de ce résultat conduit aux oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ avec une probabilité de :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)(E) = \sin^2 \theta_{23} \left(\sin^2 \frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E} \right) \quad (1.29)$$

Dans cette hypothèse, les résultats obtenus sont à 90 % de niveau de confiance :

$$\begin{aligned}|\Delta m_{23}^2| &= (1,9 - 3,0).10^{-3}eV^2 \\ \sin^2 \theta_{23} &> 0,92\end{aligned}$$

Les neutrinos d'accélérateurs

Le but des expériences avec des accélérateurs est de pouvoir observer des oscillations du ν_μ obtenues par la décroissance de mésons produit par des collisions proton-cible à des énergies de l'ordre de quelques GeV. Les expériences Opéra, Minos ou encore K2K ont pour but d'identifier des ν_τ parmi le flux de ν_μ produit par des accélérateurs.

En 2006, L'expérience K2K[17] confirme l'observation de Super-Kamiokande avec l'observation de ν_τ dans le flux de ν_μ . Les valeurs de Δm_{23}^2 et de θ_{23} obtenues par la collaboration K2K sont compatibles avec les mesures atmosphériques.

1.3 La double désintégration bêta

Les expériences d'oscillation de neutrinos menées depuis une quinzaine d'années ont mis en évidence la nature massive des neutrinos. Toutefois, de telles expériences ne permettent pas de trancher quant à la nature de cette particule.

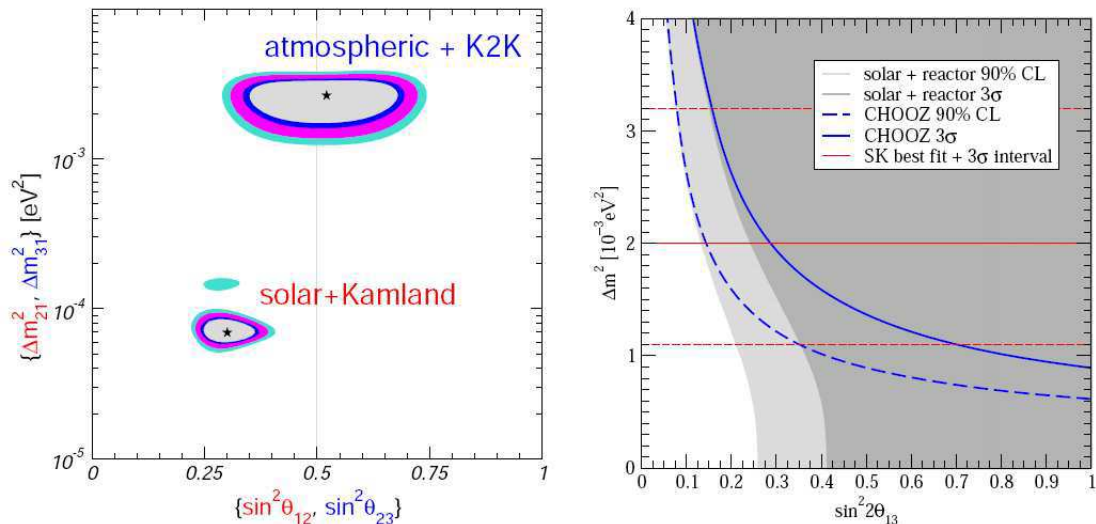


FIG. 1.9 – Statut des paramètres d’oscillation de neutrinos des analyses combinées[18]. A gauche sont représentées les zones autorisées pour les paramètres Δm_{atm} et Δm_{sol} en fonction des angles de mélanges θ_{12} et θ_{23} . A droite, en bleu sont représentées les limites de sensibilité de l’expérience Chooz et les zones grisées représentent les valeurs exclues par les différentes analyses.

1.3.1 La double désintégration bêta avec émission de neutrinos

La double désintégration β est un processus nucléaire isobarique qui consiste en la transformation simultanée de deux neutrons en deux protons avec émissions de deux électrons ($\beta\beta 2\nu$) d’un même noyau. Cette décroissance peut être envisagée uniquement si l’énergie du niveau fondamental du noyau petit-fils est inférieure au fondamental du père et tout en assurant que le niveau du noyau fils est supérieur de manière à interdire la désintégration β simple. Cela ce traduit par : $m(Z,A) > m(Z+2,A)$ et $m(Z,A) < m(Z+1,A)$.

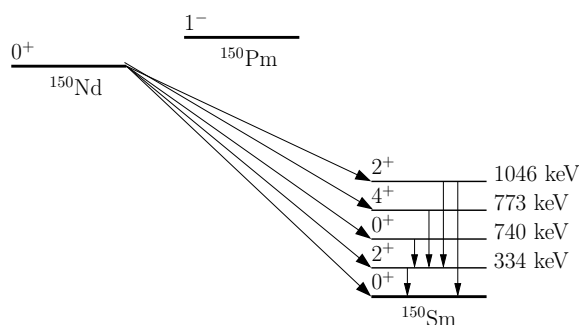


FIG. 1.10 – Schéma de décroissance $\beta\beta$ du ^{150}Nd .

Cette décroissance radioactive a été discutée pour la première fois par M. Goeppert-Mayer[19] sous la forme :

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.30)$$

Le fait que le niveau fondamental du noyau père soit inférieur au fondamental du fils est la conséquence de la structure pair-pair du noyau. En effet, l’appariement dans le cas d’un noyau

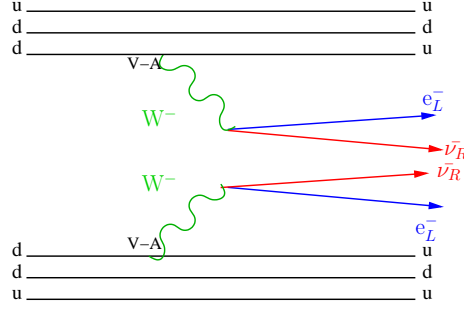


FIG. 1.11 – Diagramme de Feynman de la double désintégration bêta avec émission de neutrinos.

pair-pair abaisse le niveau du fondamental. Cette caractéristique implique que la transition du noyau émetteur $\beta\beta$ au noyau petit-fils soit interprétée comme deux transitions simultanées du type Gamov-Teller pure ($\Delta=1, \Delta\Pi=0$).

Ainsi, la période de ce processus s'écrit :

$$(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} = G^{2\nu}(Z, Q_{\beta\beta}^{11}) |M_{GT}^{2\nu} - (\frac{g_V}{g_A})^2 M_F^{2\nu}|^2 \quad (1.31)$$

avec

- $G^{0\nu}$ est le facteur d'espace de phase proportionnel au Z du noyau et proportionnel au premier ordre à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}^{11}$
- g_V et g_A sont les constantes de couplage de l'interaction faible, vectoriel et axial
- $M_{GT}^{2\nu}$ et $M_F^{2\nu}$ sont les éléments de matrice nucléaire (NME) des transitions de Gamow-Teller et de Fermi. Puisque les transitions sont de type GT pures, alors $M_F^{2\nu}$ est nul.

Il est nécessaire de connaître la demi-vie de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ pour deux raisons : la valeur $T_{1/2}^{2\nu}$ permet d'estimer l'impact des événements du processus $\beta\beta 2\nu$ lors de la recherche du signal $\beta\beta 0\nu$, de plus cette valeur permet de contraindre les calculs des éléments de matrices nucléaires, ce qui permettrait d'optimiser les calculs dans le cas de la $\beta\beta 0\nu$. Nous verrons par la suite comment cette valeur permet de déterminer l'impact du bruit de fond ultime lors de la recherche de la $\beta\beta 0\nu$.

Cette décroissance a déjà été observée et la demi-vie mesurée pour plusieurs isotopes[21] : ^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{128}Te , ^{130}Te , ^{150}Nd , $^{238}\text{U}, \dots$. Nous verrons par la suite comment les contraintes expérimentales et techniques incitent à choisir certains isotopes plutôt que d'autres.

1.3.2 La double désintégration bêta sans émission de neutrino

Peu de temps après que Majorana ait exposé sa théorie d'un neutrino à deux composantes, W. Furry[20] propose l'existence d'une double désintégration sans émission de neutrino ($\beta\beta 0\nu$).

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- \quad (1.32)$$

Cette décroissance du second ordre de l'interaction faible viole la conservation du nombre leptonique de deux unités, ce qui en fait un processus interdit par le modèle standard.

Une hypothèse privilégiée qui rendrait possible la décroissance double bêta sans émission de neutrino consiste à l'échange d'un neutrino de Majorana massif léger. D'autre part, les théories au-delà du modèle standard (supersymétrie) ou encore des mécanismes de courant droit faible (V+A) permettent d'expliquer ce processus.

Dans tous les cas, la décroissance double bêta sans émission de neutrino ne peut avoir lieu que si le neutrino est une particule de Majorana massive.

Échange de neutrino léger par courant gauche

Le processus de $\beta\beta 0\nu$ est généralement décrit par l'échange de neutrinos de Majorana légers (Cf figure 1.12). Cette décroissance peut être expliquée par deux étapes successives :

- tout d'abord un neutron décroît en un proton avec l'échange d'un boson W^- pour émettre un électron et un $\bar{\nu}_e$ d'hélicité droite, ce qui est possible, dû au couplage gauche (V-A)
- ensuite le deuxième neutron décroît avec un boson W^- qui absorbe un ν_e gauche pour émettre un électron.

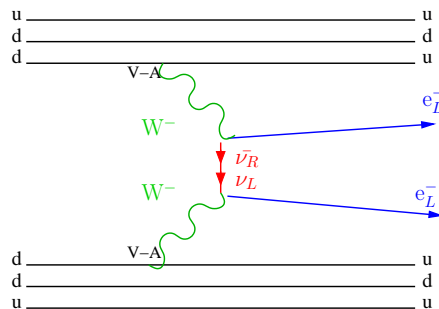


FIG. 1.12 – Diagramme de Feynman de la double désintégration bêta avec échange de neutrinos légers de Majorana par courant purement gauche (V-A).

Ce processus n'est possible qu'à condition que l'anti-neutrino du premier vertex soit absorbé en tant que neutrino dans le deuxième vertex, cela demande à ce que le neutrino soit sa propre anti-particule ($\nu = \bar{\nu}$), c'est à dire une particule de Majorana.

De plus, afin que l'anti-neutrino droit soit absorbé sous forme de neutrino gauche, il faut une inversion d'hélicité, ce qui n'est possible que par une transformation de Lorentz lorsque les particules en jeux sont massives.

La signature d'une désintégration $\beta\beta 0\nu$ serait la preuve que le neutrino est décrit par le modèle d'un neutrino massif de Majorana.

La période d'un tel processus est définie telle que :

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu}(Z, Q_{\beta\beta}^5) |M_{GT}^{0\nu} - \left(\frac{g_V}{g_A}\right)^2 M_F^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (1.33)$$

avec

- $\langle m_{\beta\beta} \rangle$: la masse effective du neutrino de Majorana
- $G^{0\nu}$: le facteur d'espace de phase proportionnel au Z du noyau et proportionnel au premier ordre à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}^5$
- g_V et g_A : les constantes de couplage de l'interaction faible, vectoriel et axial
- $M_{GT}^{0\nu}$ et $M_F^{0\nu}$: les éléments de matrice nucléaire (NME) des transitions de Gamow-Teller et de Fermi. Les calculs de modèles en couches ou de QRPA⁵ sont deux approches différentes pour obtenir les éléments de matrices nucléaires. Ces calculs très complexes nécessitent des connaissances approfondies des interactions entre particules (g_{pp} , paramètre de la QRPA) et leur méconnaissance est à l'origine des incertitudes sur les NME et responsable de la principale erreur sur l'estimation de la masse effective.

Échange de neutrino léger par courant droit

La décroissance $\beta\beta 0\nu$ interdite par le modèle standard (Cf. figure 1.13) permet de tester l'existence de courant droit (V+A). Comme le montre la figure, le mécanisme se déroule en

⁵Quasi Random Phase Approximation

deux étapes :

- Comme pour une désintégration β simple, un neutron se désintègre en proton en émettant un boson W_L^- gauche qui émet à son tour un anti-neutrino droit et un électron (couplage V-A)
- Au second vertex, l'anti-neutrino droit est absorbé en tant que neutrino droit accompagné de l'émission d'un électron. Cette étape nécessite un couplage (V+A) avec des bosons W_R^- droit.

Bien que le renversement d'hélicité ne soit pas nécessaire, le neutrino doit être massif pour que les matrices de la théorie de jauge puissent respecter les règles d'orthogonalités. Comme dans le cas des échanges par courant gauche, le fait que l'anti-neutrino soit absorbé en tant que neutrino implique la nature de Majorana pour cette particule.

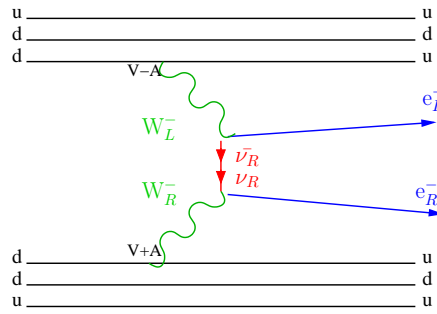


FIG. 1.13 – Diagramme de Feynman de la double désintégration bêta avec couplage (V+A).

Dans cette hypothèse, la durée de vie du processus s'écrit :

$$(T_{1/2}^{0\nu\chi})^{-1} = C_1 \left(\frac{\langle m_{\beta\beta} \rangle}{m_e} \right)^2 + C_2 \langle \lambda \rangle \left(\frac{\langle m_{\beta\beta} \rangle}{m_e} \right) + C_3 \langle \eta \rangle \left(\frac{\langle m_{\beta\beta} \rangle}{m_e} \right) + C_4 \langle \lambda \rangle^2 + C_5 \langle \eta \rangle^2 + C_6 \langle \lambda \rangle \langle \eta \rangle \quad (1.34)$$

Avec :

- λ et η sont des facteurs de normalisations des processus faisant intervenir les courants droits.
- Les coefficients C_i contiennent les facteurs d'espace de phase et les éléments de matrice nucléaire. il est à noter que $C_1 = G^{0\nu}(Z, Q_{\beta\beta}^5) |M_{GT}^{0\nu} - (\frac{g_V}{g_A})^2 M_F^{0\nu}|^2$ et donc si les facteurs se rapportant au courant droit sont nuls, la durée de vie du processus s'écrit comme dans le cas d'un processus purement (V-A)

Échange de neutrinos avec émission de majoron

La double désintégration bêta sans émission de neutrino peut exister si l'on considère que le neutrino peut être de Majorana. Cette décroissance viole le nombre leptonique de deux unités et par conséquent brise la symétrie (B-L). Une brisure spontanée de symétrie globale entraîne l'existence d'un boson de Goldstone, dans ce cas il est appelé un majoron. Ainsi la décroissance $\beta\beta 0\nu\chi$ s'écrit :

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + \chi \quad (1.35)$$

Le nombre leptonique associé au majoron est de deux unités afin de rétablir la conservation de la symétrie. La période de ce processus s'écrit :

$$(T_{1/2}^{0\nu\chi})^{-1} = G^{0\nu\chi}(Z, Q_{\beta\beta}^5) |M_{GT}^{0\nu} - (\frac{g_V}{g_A})^2 M_F^{0\nu}|^2 \langle g_\chi \rangle^2 \quad (1.36)$$

g_χ est la constante de couplage entre neutrino et majoron. Il est à noter que certains modèles prévoient l'émission simultanée de plusieurs majorons.

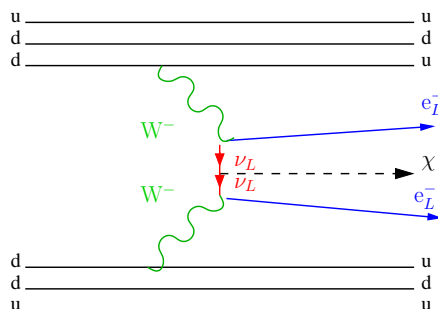


FIG. 1.14 – Diagramme de Feynman de la double désintégration bêta avec émission d'un majoron.

Violation de la R-parité dans le modèle de supersymétrie

La supersymétrie (notée SUSY) est une symétrie d'espace-temps pour répondre aux questions délaissées par le modèle standard. Ce modèle introduit des sparticules qui sont les symétriques des fermions et des bosons. La double désintégration bêta sans émission de neutrino peut aussi être expliquée par la violation du mécanisme de R-parité avec l'échange de sparticules. Ce mécanisme R_p , défini par extension du modèle standard minimal supersymétrique (MSSM), est associé aux nombres quantiques B, L et S⁶ tel que $R_p = (-1)^3(B - L) + 2S$. R_p vaut 1 pour les particules et -1 pour les sparticules.

La décroissance $\beta\beta 0\nu$ peut être vue comme étant l'échange d'une sparticule (gluinos, neutralinos, selectrons ou squarks) lors de la décroissance simultanée de deux neutrons. Dans ce cas, la période de décroissance de ce processus est notée :

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} \propto G \left(\frac{\lambda'_{111}}{m_{\tilde{q},\tilde{e}}^4 m_{\tilde{q},\chi}} M \right)^2 \quad (1.37)$$

Avec G et M les facteurs d'espace de phase et les éléments de matrice nucléaire. λ_{111} représente le couplage de la violation de la R-parité, et les facteurs m_i correspondent aux masses de la sparticule mise en jeu.

1.3.3 Influence des paramètres d'oscillation sur la hiérarchie de masse

Dans le cas de la décroissance de la $\beta\beta 0\nu$ par échange de neutrino léger, la mesure de la période de ce processus permet d'obtenir la masse effective du neutrino de Majorana. Nous avons vu précédemment que cette masse s'écrit comme étant la combinaison des états propres de masse avec la matrice U_{PMNS} tel que :

$$\langle m_{\nu\beta\beta} \rangle = |\cos^2 \theta_{13} (|m_1| \cos^2 \theta_{12} + |m_2| e^{2i\phi_1} \sin^2 \theta_{12}) + |m_3| e^{2i\phi_2 - \delta} \sin^2 \theta_{12}| \quad (1.38)$$

La figure 1.15 présente les possibilités de mélange des états propres de masses avec les états propres de saveurs. Les modes de mélanges envisagés sont contraints par les valeurs de Δm_{ij} et des angles de mélanges θ_{ij} obtenus par les expériences d'oscillations de neutrinos.

⁶B : nombre baryonique ; L : nombre leptonique ; S : spin

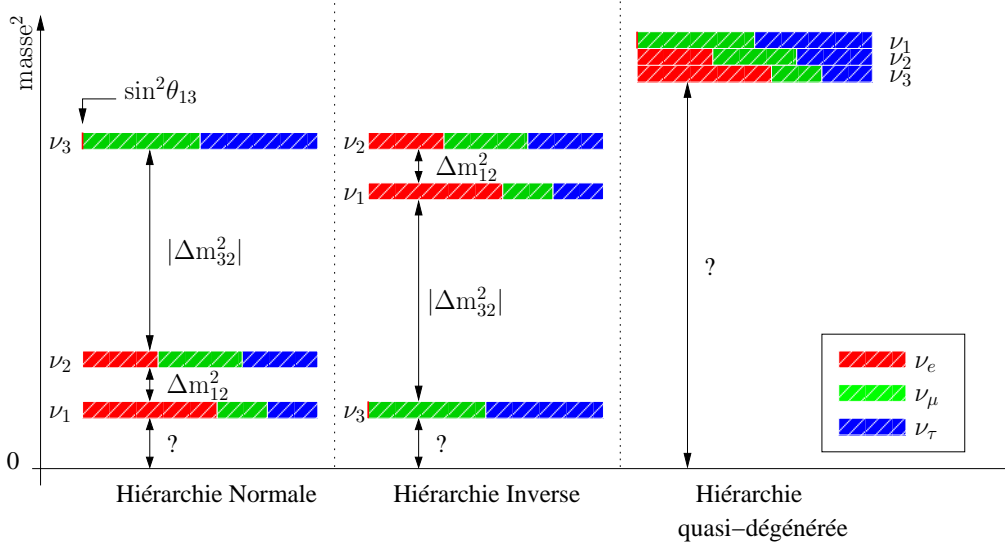


FIG. 1.15 – Contributions des états de saveurs propres dans les états propres de masse du neutrino en fonction des hiérarchies inverses, normales et quasi-dégénérées.

- Dans le cas de la hiérarchie quasi-dégénérée, les masses propres auront des valeurs équivalentes ($m_1 \approx m_2 \approx m_3 > 0,1 \text{ eV}$) et $m_{\beta\beta} > 0,1 \text{ eV}$.
- Si $m_2 > m_1 \gg m_3$ ($\Delta m_{23}^2 < 0$), c'est une hiérarchie inverse et alors $m_{\beta\beta} > 0,01 \text{ eV}$.
- Avec $m_{\beta\beta} < 0,01 \text{ eV}$, la hiérarchie est normale ($m_3 \gg m_2 > m_1$ soit $\Delta m_{23}^2 > 0$).

Les valeurs de la masse effective du neutrino de Majorana possibles sont récapitulées sur la figure 1.16 en fonction de la masse propre la plus petite. Différentes zones sont ainsi attribuées aux hiérarchies possibles. La masse effective du neutrino est limitée par les expériences de double désintégration bêta et la limite sur le neutrino le plus léger est fixée par les mesures directes. On peut voir qu'avec une sensibilité adéquate, la mesure de la masse effective du neutrino échangé lors du processus $\beta\beta 0\nu$ permet de déterminer la hiérarchie de masse et l'échelle de masse absolue.

1.4 Les expériences de double désintégration bêta

1.4.1 Observables des décroissances $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$

Quelles que soient les techniques de détections utilisées pour observer la double désintégration bêta, le signal caractéristique provient de la somme de l'énergie des électrons émis lors de cette décroissance. La forme de ce signal diffère en fonction du modèle à l'origine de la décroissance (Cf. figure 1.17).

- Le spectre en énergie de la double désintégration bêta autorisée par le modèle standard ($\beta\beta 2\nu$) est caractéristique d'une décroissance à trois corps. C'est à dire que l'ensemble des décroissances de ce type sera un spectre continu entre 0 et $Q_{\beta\beta}$.
- L'échange de neutrinos par courant gauche ($\beta\beta 0\nu$) s'observe par un pic mono-énergétique à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$.
- Dans le cas d'un échange avec un courant droit, le noyau père a la possibilité de se désintégrer vers le niveau excité 2^+ du petit-fils. Si l'on n'observe pas le gamma de désexcitation, le signal s'observe à $Q_{\beta\beta} - E_{E^+}$. De plus, il est important de noter que lors d'un couplage

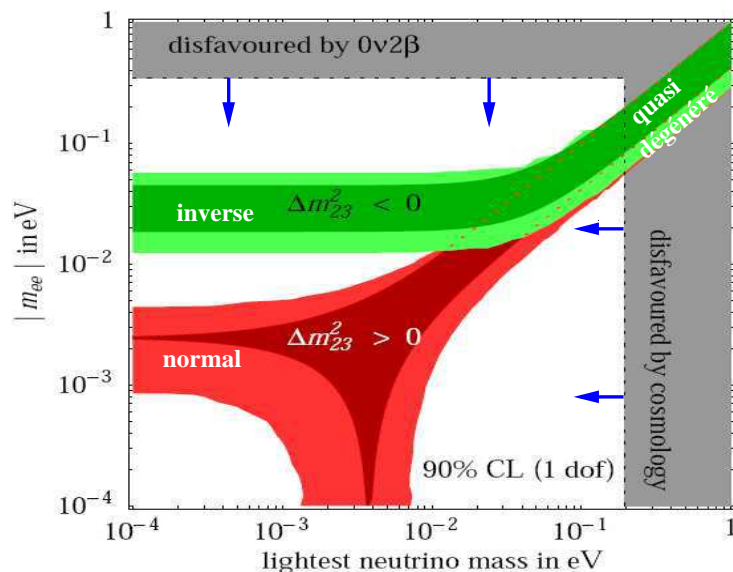


FIG. 1.16 – Représentation de $m_{\beta\beta}$ en fonction la masse propre la plus petite. La largeur des branches est due aux erreurs sur les mesures expérimentales à un sigma et sur l'incertitude de θ_{13} .

(V+A), les électrons émis ont des hélicités opposées. La corrélation angulaire entre les électrons sera du type $1+\alpha\cos\theta$ alors que dans le cas d'un couplage purement (V-A), la corrélation angulaire attendue sera de la forme $1-\alpha\cos\theta$ avec θ l'angle entre les impulsions des électrons et $\alpha = \beta_{min}\beta_{max}$.

- La décroissance impliquant un majoron revient à un système à trois corps. Dans ces conditions, le signal observé est un spectre continu entre 0 et $Q_{\beta\beta}$.
- L'observation de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ par violation de la R-parité présente le même profil que lors de couplage purement gauche. Il serait possible de différencier ce processus en comparant les périodes de la décroissance vers le fondamental et vers le premier état excité du noyau petit-fils qui est fonction de la particule supersymétrique mise en jeu.

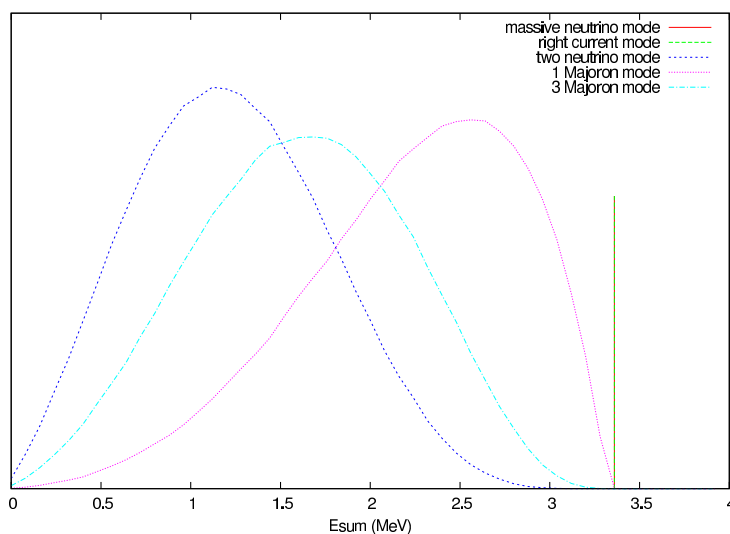


FIG. 1.17 – Spectres de la somme en énergie des deux électrons émis lors des processus $\beta\beta$.

1.4.2 Les bruits de fond attendus

La définition du bruit de fond à l'observation de la double désintégration bêta sans émission de neutrino est simple mais sera plus ou moins spécifique en fonction de l'isotope étudié et de la technologie utilisée par le détecteur. Le critère commun reste que tout événement qui n'est pas un événement $\beta\beta 0\nu$ et déposant dans le détecteur une énergie totale de l'ordre de l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ est un événement de bruit de fond.

La radioactivité naturelle est un des principaux responsables du bruit de fond des expériences de $\beta\beta$. Le rayonnement, significatif, le plus énergétique provenant de la radioactivité naturelle provient d'un gamma à 2614 keV émis lors de la désintégration bêta du ^{208}Tl . Le but des physiciens travaillant à la recherche d'événements rares est de minimiser l'impact du bruit de fond dans l'environnement expérimental. Pour cela, deux solutions s'offrent à eux :

- soit diminuer le niveau de contamination en isotopes responsables du bruit de fond,
- soit choisir un émetteur $\beta\beta$ dont l'énergie de transition est supérieure au rayonnement γ du ^{208}Tl .

La double désintégration bêta autorisée par le modèle standard est le bruit de fond ultime à la recherche du signal $\beta\beta 0\nu$. La sensibilité à ce bruit de fond pour la recherche de la $\beta\beta 0\nu$ dépend de la résolution en énergie du détecteur utilisé. Plus la résolution en énergie sera faible, plus la queue de distribution du spectre énergétique de la $\beta\beta 2\nu$ contaminera la gamme en énergie pour laquelle le signal $\beta\beta 0\nu$ est attendu.

L'étude de ces bruits de fond dans NEMO-3 fera par la suite l'objet d'un chapitre dédié.

1.4.3 Choix des noyaux émetteurs

Considérations Théoriques

D'un point de vue expérimental, la mise en évidence d'une décroissance $\beta\beta 0\nu$ sera d'autant plus facilitée que les caractéristiques de l'isotope étudié mèneront à une période de décroissance plus courte pour une masse $m_{\beta\beta}$ fixée.

Dans le cas de la double désintégration bêta sans émission de neutrino par échange de neutrinos de Majorana léger, la période de décroissance est définie telle que :

$$(T_{1/2})^{-1} \propto G^{0\nu}(Z, Q_{\beta\beta}^5) |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (1.39)$$

L'observation du processus $\beta\beta 0\nu$ sera d'autant plus favorisée que la période de décroissance calculée pour ce processus sera faible. Pour minimiser cette période de décroissance, il faut privilégier les noyaux pour lesquels le facteur de phase ($G^{0\nu}$) et donc l'énergie de transition ainsi que les NME ($M^{0\nu}$) sont élevés. Néanmoins, il est judicieux de choisir les noyaux pour lesquels les NME sont calculables avec suffisamment de précision.

Notons toutefois que plus l'espace de phase sera favorable à la décroissance $\beta\beta 0\nu$, plus la décroissance $\beta\beta 2\nu$ (qui est le bruit de fond ultime dans l'expérience NEMO-3) sera également privilégiée.

Considérations expérimentales

D'un point de vue expérimental, la mise en évidence de la nature du neutrino doit passer par la détection d'une quantité significative d'événements provenant du processus $\beta\beta 0\nu$. La période expérimentale en années de ce processus peut être extraite telle que :

$$T_{1/2} = \varepsilon t \ln 2 \frac{N_{at}}{N_{obs}} \quad (1.40)$$

Avec :

- ε l'efficacité de détection de ce processus,
- t le temps d'exposition,
- N_{at} le nombre d'atomes d'isotope émetteur $\beta\beta$,
- N_{obs} le nombre d'événements de signal observé.

Afin d'atteindre la meilleure sensibilité possible sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$, il faut : augmenter l'efficacité de détection, accroître le temps d'exposition, augmenter le nombre d'atomes de l'isotope émetteur. De plus, il faut absolument réduire l'impact du bruit de fond dans le canal de la double désintégration bêta sans neutrino.

La quantité d'isotopes et les limites sur le bruit de fond imposent des contraintes sur le choix de l'émetteur $\beta\beta$ utilisé. Dans ce cas, la définition d'un bon candidat est :

- La possibilité de disposer d'une masse suffisante de source $\beta\beta$. Ceci est a priori plus favorable si l'abondance isotopique est d'au moins quelques pourcents pourvu que l'on dispose d'une technique d'enrichissement adaptée.
- L'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ de l'isotope doit se situer au-delà des rayonnements les plus énergétiques de la radioactivité naturelle ($Q_{\beta\beta} > \gamma_{(208Tl)} = 2614$ keV).

Le tableau 1.5 rappelle la liste des isotopes émetteurs $\beta\beta 2\nu$ avec leur énergie de transition ainsi que leur abondance isotopique.

Rappelons que le bruit de fond ultime à la détection de la double désintégration bêta sans émission de neutrino reste la double désintégration bêta avec émission de neutrino. Pour réduire la contribution due à la $\beta\beta 2\nu$, il faut choisir un isotope avec une longue durée de vie pour ce processus. L'équation 1.31 précise que cette période est inversement proportionnelle à la puissance onzième de l'énergie de transition. Il existe donc un compromis entre un $Q_{\beta\beta}$ pas trop grand pour assurer une longue période de décroissance $\beta\beta 2\nu$ et une valeur plus basse pour favoriser le processus $\beta\beta 0\nu$.

1.4.4 Les techniques de détections

Le principe commun des expériences de double désintégration bêta consiste à mesurer l'énergie de deux électrons provenant d'une source d'isotope $\beta\beta$ avec une énergie égale à l'énergie de transition de cet isotope ($Q_{\beta\beta}$).

- Pour atteindre cet objectif, il existe jusqu'à maintenant deux stratégies expérimentales :
- la source émettrice $\beta\beta$ fait office de détecteur (source active), c'est le cas des diodes de semi-conducteur (^{76}Ge) et des bolomètres (TeO_2). Ces dispositifs mesurent efficacement l'énergie avec une bonne résolution. Néanmoins, cette technique dite de *calorimétrie pure* ne permet pas l'identification de l'état final (rayonnement γ ou deux électrons dans l'état final ne sont pas discernés).
 - L'autre possibilité est d'associer un calorimètre et un détecteur de trace afin de bénéficier d'une bonne identification des particules détectées. Ces expériences ont la particularité de multiplier les observables pertinentes (énergie par particule, corrélation angulaire, énergie totale lors d'une désintégration). Toutefois, l'efficacité de détection et la résolution en énergie demeurent modestes. L'avantage de cette méthode est de pouvoir certifier l'origine des événements observés par une caractérisation topologique des particules dans l'état final.

1.4.5 Les résultats et expériences en cours

Jusqu'à maintenant, les meilleures limites obtenues sur la période du processus interdit par le modèle standard ont été obtenues par deux expériences à source active. Le ^{76}Ge est à la fois la source et le détecteur. Ces expériences, IGEX[32] et Heidelberg-Moscou, situées au laboratoire

souterrain de Gran Sasso sont actuellement terminées. Plusieurs cristaux de germanium enrichis à 86% avec des résolutions de l'ordre de 3,5 keV à 2040 keV ont permis d'atteindre une limite sur la période $\beta\beta 0\nu$ de $T_{1/2}(0\nu) = 1,57 \cdot 10^{25}$ années, ce qui équivaut à une masse effective inférieure à 0,33-1,31 eV selon les éléments de matrice nucléaire (résultats pour IGEX). Une partie de la collaboration Heidelberg-Moscou a annoncé des résultats positifs controversés fixant ainsi la période tel que : $T_{1/2}(0\nu) = (0,69-4,2) \cdot 10^{25}$ années à 99,73% de niveau de confiance. Toutefois ce résultat n'est pas confirmé par une autre expérience telle que IGEX qui présente une sensibilité comparable.

Les deux seules expériences actuellement en cours de prise de données sont Cuoricino et NEMO-3.

- Cuoricino est basée sur le principe de la source active. Ce détecteur est un prototype de l'expérience Cuore (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) composé d'une tour de 13 étages de 4 cristaux de $^{nat}\text{TeO}_2$ chacun. Ces bolomètres sont capables de mesurer une élévation de la température du milieu proportionnelle à l'énergie déposée par le passage de particules dans le cristal avec une résolution de 5 keV à 1 MeV. La limite de sensibilité au processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{130}Te atteinte est de $3,0 \cdot 10^{24}$ années à 90% de niveau de confiance. Cela correspond à une limite supérieure de la masse effective du neutrino de majorana (utilisant les NME de Rodin et al.[33]) est (0.38 - 0.46) eV.

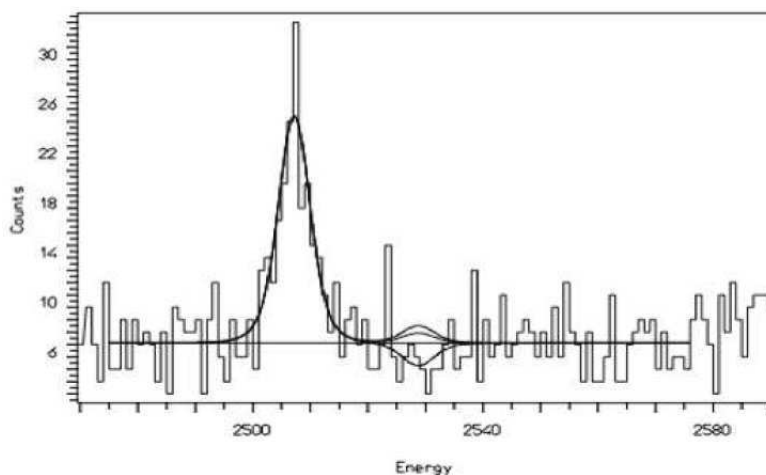


FIG. 1.18 – Spectre de l'énergie totale déposée dans les bolomètres de Cuoricino. Le pic à 2500 keV est dû à l'empilement des γ du ^{60}Co produit par cosmogénèse dans le cuivre du dispositif. La ligne représente les différents ajustements en fonction du nombre de candidats $\beta\beta$ à 68% et 90% de niveau de confiance.

- NEMO-3 utilise la technologie de source passive. Les feuilles de sources émettrices $\beta\beta$ sont placées au sein d'une chambre à dérive pour la détection des particules chargées, le tout est entouré par un calorimètre afin de mesurer leur énergie. Parmi les possibilités offertes par cette technique dite *tracko-calorimétrie*, ce détecteur peut identifier et étudier simultanément plusieurs isotopes. À la fin de la prise de données, la sensibilité attendue pour le processus $\beta\beta 0\nu$ est de $2,0 \cdot 10^{24}$ années pour le ^{100}Mo , ce qui équivaut à une limite sur la masse effective du neutrino de (0,3 - 1,3) eV.

1.4.6 Les expériences futures

Alors que les expériences de mesure de masse directe et de détection d'oscillation de neutrino sont de plus en plus précises, les expériences de double bêta seront capables de déterminer la

hiérarchie de masse propre ainsi que la nature du neutrino (Cf figure 1.16). Le but de ces expériences est de sonder des périodes encore plus grandes afin d'être sensibles à des masses effectives de l'ordre de 50 meV.

- Le détecteur Cuore sera un ensemble de 19 tours à la Cuoricino. La version finale, prévue pour la fin 2011, représentera 200 kg de ^{130}Te pour 988 bolomètres. Les principaux efforts sont centrés sur le développement de techniques pour réduire le bruit de fond à un niveau de 0.01 coup/keV/kg/an et ainsi atteindre une période de $T_{1/2} = 2,1 \cdot 10^{26}$ années ($m_{\beta\beta} < (26-40)$ meV).
- Le principe de l'expérience Gerda (GERmanium Detector Array) est de plonger 300 kg de cristaux de ^{76}Ge dans un bain d'argon liquide. Le but est de réduire à l'extrême la quantité de matière à proximité de la source active afin d'éliminer tout bruit de fond. Jusqu'à maintenant les phases de test ont permis d'étudier la faisabilité de la technique, les premières prises de données sont prévues pour l'été 2008. À terme le détecteur doit cumuler 1000 kg de germanium pour atteindre la limite de $T_{1/2} = 3 \cdot 10^{27}$ années.
- Exo-200 est une chambre à projection temporelle (TPC) liquide ou gazeuse chargée de détecter la décroissance du ^{136}Xe et d'identifier le noyau fils ($^{136}\text{Ba}^{++}$) par photoluminescence. Le but est d'atteindre le niveau de zéro bruit de fond (exceptée la décroissance $\beta\beta 2\nu$ qui n'a pas encore été observée) en corrélant les informations de la décroissance $\beta\beta$ et l'identification du noyau fils. Pour obtenir la meilleure résolution en énergie, il est plus intéressant d'utiliser une TPC liquide avec 200 kg de xénon, pour être étendue à 1000 kg. La sensibilité attendue est de $T_{1/2} = 3 \cdot 10^{25}$ années.
- SuperNEMO serait un multi-détecteur usant de la même technologie que NEMO-3 avec l'objectif d'améliorer d'un facteur 100 la sensibilité à la période du processus interdit. Pour atteindre ce niveau de sensibilité, il faudra : disposer de 100 kg d'isotope ; diminuer les contaminations d'au moins un facteur 10 ; améliorer l'efficacité de détection et optimiser la résolution de la mesure en énergie. Chacun des 20 modules disposera de 5 kg de source de ^{82}Se ou de ^{150}Nd en fonction des possibilités de production.

1.5 Conclusion

Les récentes expériences d'oscillation de neutrinos ont démontré la nature massive de cette particule. Toutefois la hiérarchie de masse et la nature de ce lepton ne sont toujours pas établies.

Les hiérarchies de masse sont contraintes par les expériences d'oscillation de par leur sensibilité aux paramètres de mélange de la matrice U_{PNMS} . Actuellement, seule la recherche du processus $\beta\beta 0\nu$ à une sensibilité suffisante permettrait d'envisager de déterminer la hiérarchie et l'échelle de masse absolue ainsi que la nature du neutrino. De plus, la découverte d'un signal $\beta\beta 0\nu$ serait une preuve de la violation de conservation du nombre leptonique.

La sensibilité de NEMO-3 à la masse effective du neutrino est de l'ordre 0,5 eV, cette valeur permettrait d'identifier la hiérarchie dégénérée. Pour explorer les autres hiérarchies de masse, il est nécessaire d'atteindre des sensibilités de l'ordre de 0,05 eV. C'est l'objectif de la prochaine génération d'expériences qui mettront en œuvre plusieurs centaines de kilogrammes d'isotopes $\beta\beta$.

La recherche du processus $\beta\beta 0\nu$ est une activité scientifique contemporaine de première importance, complémentaire des mesures d'oscillation de saveurs.

Isotopes	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	Abondance (%)	Demi-vie (années)
$^{146}\text{Nd} \rightarrow ^{146}\text{Sm}$	56 ± 5	17	-
$^{98}\text{Mo} \rightarrow ^{98}\text{Ru}$	112 ± 7	24	$> 1.10^{14}$
$^{80}\text{Se} \rightarrow ^{80}\text{Kr}$	130 ± 9	50	-
$^{122}\text{Sn} \rightarrow ^{122}\text{Te}$	364 ± 4	4,6	$> 5,8.10^{13}$
$^{204}\text{Hg} \rightarrow ^{204}\text{Pb}$	416 ± 2	7	-
$^{192}\text{Os} \rightarrow ^{192}\text{Pt}$	417 ± 4	41	$> 9,8.10^{12}$
$^{186}\text{W} \rightarrow ^{186}\text{Os}$	490 ± 2	29	$> 1,0.10^{19}$
$^{114}\text{Cd} \rightarrow ^{114}\text{Sn}$	534 ± 4	29	$> 6,0.10^{17}$
$^{170}\text{Er} \rightarrow ^{170}\text{Yd}$	654 ± 2	15	$> 3,2.10^{17}$
$^{134}\text{Xe} \rightarrow ^{134}\text{Ba}$	847 ± 10	10	-
$^{232}\text{Th} \rightarrow ^{232}\text{U}$	858 ± 6	100	$> 2,1.10^9$
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	868 ± 4	32	$2,5.10^{24}$
$^{46}\text{Ca} \rightarrow ^{46}\text{Ti}$	987 ± 4	-	-
$^{70}\text{Zn} \rightarrow ^{70}\text{Ge}$	1001 ± 3	0,6	$> 1,3.10^{16}$
$^{198}\text{Pt} \rightarrow ^{198}\text{Hg}$	1048 ± 4	7	-
$^{176}\text{Yb} \rightarrow ^{176}\text{Hf}$	1079 ± 3	13	-
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{238}\text{Pu}$	1145 ± 2	99	$8,1.10^{10}$
$^{94}\text{Zr} \rightarrow ^{94}\text{Mo}$	1145 ± 2	17	-
$^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$	1252 ± 2	23	-
$^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$	1256 ± 5	17	-
$^{104}\text{Ru} \rightarrow ^{104}\text{Pd}$	1299 ± 4	19	-
$^{142}\text{Ce} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$	1418 ± 3	11	$> 1,6.10^{17}$
$^{160}\text{Gd} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$	1729 ± 1	22	$> 1,9.10^{19}$
$^{148}\text{Nd} \rightarrow ^{148}\text{Sm}$	1928 ± 2	6	-
$^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{110}\text{Cd}$	2013 ± 19	12	$> 6.10^{16}$
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	2040 ± 1	8	$1,2.10^{21}$
$^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$	2288 ± 2	6	$> 6,7.10^{18}$
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	2479 ± 8	9	$> 8,5.10^{21}$
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	2533 ± 4	34	9.10^{20}
$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	2802 ± 4	7	3.10^{19}
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	2995 ± 6	9	$9,2.10^{19}$
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	3034 ± 6	10	$7,1.10^{18}$
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	3350 ± 3	3	20.10^{18}
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	3367 ± 2	6	$7,0.10^{18}$
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	4271 ± 4	0,2	$4,2.10^{19}$

TAB. 1.5 – Liste des isotopes émetteurs $\beta\beta$ classés par ordre croissant de l'énergie de transition ($Q_{\beta\beta}$) avec l'abondance isotopique naturelle et les périodes $\beta\beta 2\nu$ mesurées [22] [23] [24] [25] [26] [27] [29] [30]. Les sept derniers isotopes sont présents dans NEMO-3.

Chapitre 2

Description et fonctionnement de l'expérience NEMO-3

La découverte du signal de double désintégration bêta sans neutrino est, à ce jour, la seule preuve expérimentale qui permettrait de signer la nature de Majorana du neutrino électronique. La double désintégration bêta se présente comme étant la transformation simultanée de deux neutrons d'un même noyau émetteur en deux protons avec émission de deux électrons emportant une énergie totale égale à l'énergie $Q_{\beta\beta}$ de la transition.

Les approches expérimentales pour la détection de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ sont toutes basées sur la mesure de la somme en énergie déposée par les électrons dans un environnement à très bas bruit de fond.

Nous verrons dans ce chapitre comment le détecteur NEMO-3, de part sa conception, se distingue des autres expériences de double désintégration bêta. Il est non seulement capable de mesurer l'énergie des électrons de la décroissance $\beta\beta$ mais encore de les identifier topologiquement indépendamment. Finalement, nous montrerons comment le détecteur permet d'identifier, mesurer et contrôler les bruits de fond qui se manifestent dans la recherche des processus $\beta\beta$.

2.1 Description générale

NEMO-3 est un détecteur cylindrique de 4 mètres de hauteur et de 6 mètres de diamètre sectorisé en 20 modules. Le rayon du mur externe de ce cylindre est de 2,5 mètres et le rayon du mur interne est de 0,5 m (Cf figure 2.1).

Les faces externes/internes de ce cylindre sont constituées de 1940 blocs de scintillateurs plastique couplés à des photomultiplicateurs (PM) bas bruit. Puis quatre couronnes de calorimètre couvrent une partie des faces supérieures et inférieures du détecteur. Ces compteurs sont responsables de la mesure en temps et en énergie des particules les atteignant.

L'intérieur du cylindre est constitué de deux détecteurs de traces séparés par un cylindre de feuille source de 1,5 m de rayon. La chambre à fils est constituée de 6180 cellules de dérive verticale fonctionnant en régime Geiger. Cet ensemble de cellules a en charge la localisation tridimensionnelle des particules chargées et permet une reconstruction de leurs trajectoires.

Au coeur de ce dispositif se trouve ≈ 10 kg de sources émettrices $\beta\beta$ sous la forme de feuilles fines (de 30 à 60 mg/cm²). L'ensemble de ces bandes de sources de 2,5 m de hauteur et de ≈ 65 mm de largeur forme un cylindre au milieu des deux parties du trajectographe. Cette segmentation des feuilles sources a permis d'étudier plusieurs isotopes.

Le détecteur NEMO-3 est situé au laboratoire souterrain de Modane (LSM), sous un blindage de 165 tonnes de fer et de bois, ainsi que de réservoirs d'eau borée.

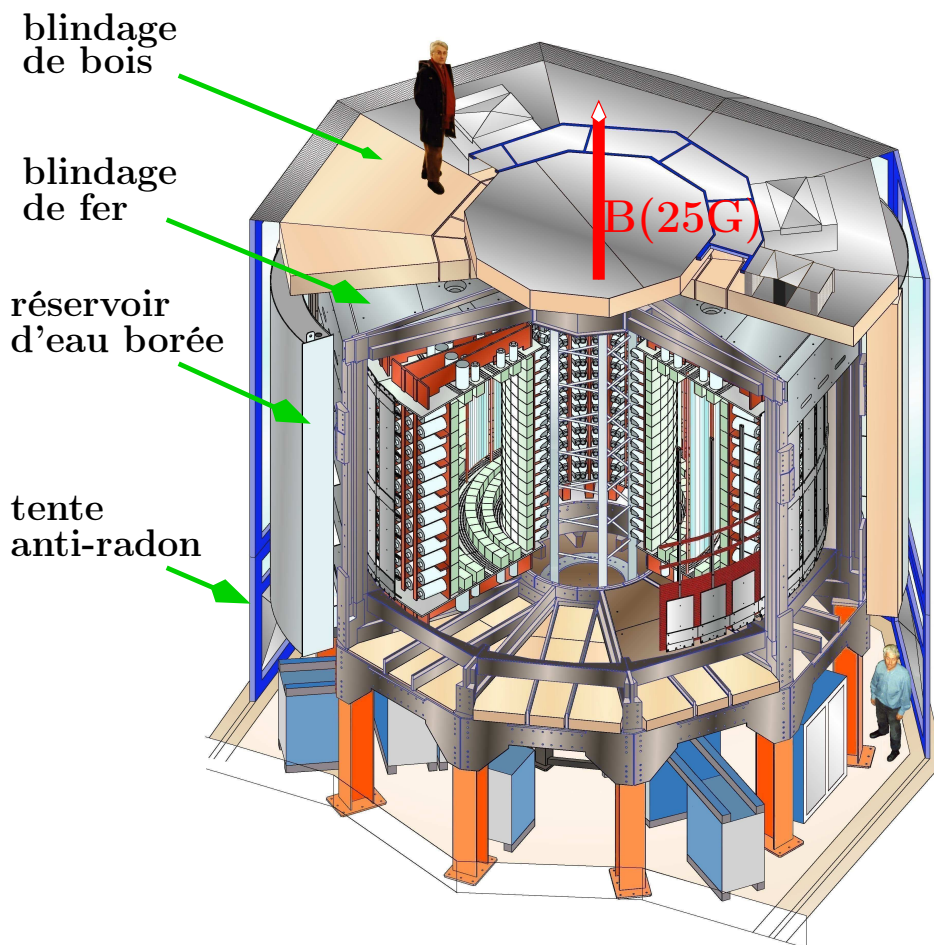


FIG. 2.1 – Vue schématique du détecteur NEMO-3.

2.2 Les isotopes $\beta\beta$ dans NEMO-3

La conception du détecteur NEMO-3 a été motivée par la volonté de séparer les sources $\beta\beta$ de la détection afin d'étudier simultanément plusieurs isotopes émetteurs $\beta\beta$ et d'identifier l'origine des processus. Cela rend possible la confirmation d'un excès d'événements de type $\beta\beta 0\nu$ d'un isotope par rapport à un autre isotope et cela enrichit les possibilités d'études sur le bruit de fond ainsi que sur les systématiques (niveau de radio-pureté, différent $Q_{\beta\beta}$...).

2.2.1 Sélection des émetteurs $\beta\beta$

Le choix des isotopes sélectionnés pour NEMO-3 a été basé sur plusieurs critères. L'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ fait partie des critères cruciaux menant à la validation d'isotopes pour la recherche des périodes $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$. Comme nous le verrons dans le chapitre 4, il est nécessaire de s'affranchir des bruits de fond dus à la radioactivité naturelle. En particulier, le γ provenant de la décroissance du ^{208}Tl (chaîne du ^{232}Th) de 2,615 MeV fixe une limite pratique inférieure à l'énergie $Q_{\beta\beta}$ utilisable.

Il est nécessaire d'assurer la disponibilité de techniques d'enrichissement et de purification des sources afin d'atteindre un très bon rapport signal sur bruit en particulier pour le ^{208}Tl et le ^{214}Bi (chaîne du ^{238}U). La collaboration NEMO-3 s'est focalisée sur les isotopes dont l'abondance isotopique est supérieure à 2% pour faciliter l'enrichissement.

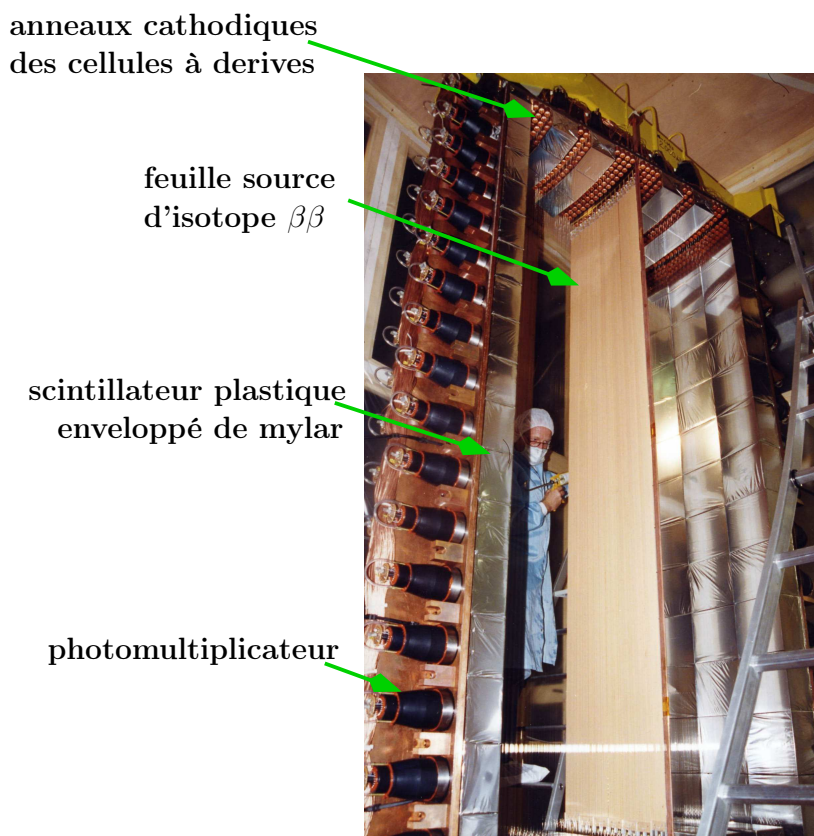


FIG. 2.2 – Photographie d'un secteur du détecteur NEMO-3 durant son installation.

En revanche, les différents calculs théoriques des éléments de matrices nucléaires ($M_{0\nu}$ et $M_{2\nu}$) des transitions $\beta\beta 0\nu$ et $\beta\beta 2\nu$ présentent généralement de telles incertitudes qu'ils ne peuvent pas fournir un critère décisif pour la sélection des meilleurs isotopes pour l'investigation expérimentale de la double désintégration bêta (Cf. chapitre 1.3 page 28).

Parmi les noyaux potentiels émetteurs $\beta\beta 0\nu$, seulement quelques noyaux passent les critères que la collaboration s'est fixée.

Isotopes	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	Abondance (%)	Masse d'isotope (g)
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	2533 ± 4	34	454
$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	2802 ± 4	7	405
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	2995 ± 6	9	932
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	3034 ± 6	10	6914
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	3350 ± 3	3	9,4
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	3367 ± 2	6	37
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	4271 ± 4	0,2	6,99

TAB. 2.1 – Isotopes émetteurs $\beta\beta$ retenus pour l'expérience NEMO-3.

Le choix des principaux isotopes pour l'étude de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ s'est porté sur le ^{100}Mo et le ^{82}Se tandis que le ^{130}Te , ^{116}Cd , le ^{76}Zr , le ^{150}Nd et le ^{48}Ca ont été introduits pour l'étude de la décroissance $\beta\beta 2\nu$. Il est à noter qu'un secteur a été dédié à l'étude du bruit

de fond externe avec une feuille de cuivre de très grande radio-pureté. De même, 620 g de $^{nat}\text{TeO}_2$ ont été ajoutés pour l'étude des bruits de fond externes (Cf. figure 2.3). L'abondance naturelle du $^{nat}\text{TeO}_2$ en ^{130}Te (34%) permet l'étude de la décroissance $\beta\beta$ mais la faible énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ de cet isotope (2533 keV) permet d'étudier le bruit de fond autour de 3 MeV. L'avantage de cette feuille source est que le Z effectif du matériau est proche de celui du ^{100}Mo , ce qui permet d'avoir approximativement les mêmes sections efficaces d'interaction des photons entre les feuilles de Molybdène et de Tellure naturel.

Bien que l'abondance isotopique du ^{48}Ca ne dépasse pas 0,2%, due à sa haute énergie de transition (4271 keV), cet isotope a été ajouté à la liste des isotopes étudiés. L'étude de la période de décroissance $\beta\beta$ du ^{130}Te a été motivée par le désaccord entre les expériences géochimiques. La mesure de Bernatowicz et al[40] est $T_{1/2}=0,8\cdot 10^{21}$ années, le groupe de O.K. Manuel présente $T_{1/2}=2,5\cdot 10^{21}$ années. Il est justifié d'utiliser NEMO-3 pour confirmer la valeur de cette période.

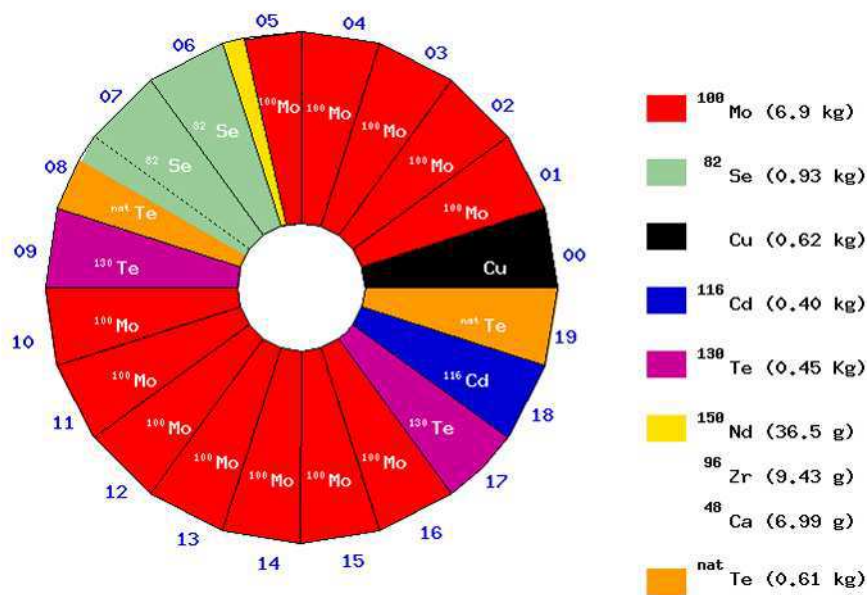


FIG. 2.3 – Répartition des sources dans les 20 secteurs de NEMO-3.

2.2.2 ^{150}Nd et ^{82}Se dans NEMO-3

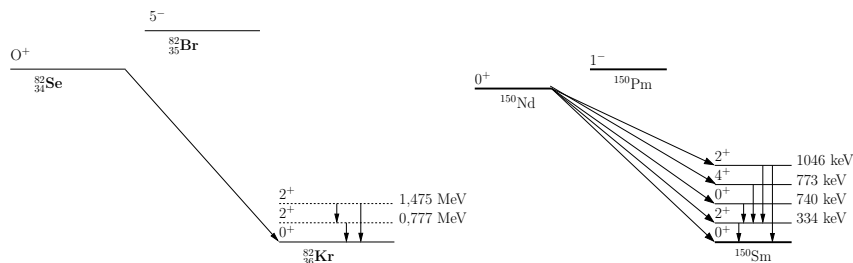


FIG. 2.4 – Schémas de désintégration $\beta\beta$ du ^{82}Se et du ^{150}Nd .

Un échantillon de 40,18 g de $^{150}\text{Nd}_2\text{O}_3$ (dont $36,55 \pm 0,1$ g de ^{150}Nd) a été placé sur la 6^e bande de feuille source du secteur 5 de NEMO-3. Cet isotope décroît vers le Sm^{150} par le canal

double bêta avec une énergie de transition de $Q_{\beta\beta}=3367$ keV (Cf. figure 2.4). La période de décroissance du ^{150}Nd dans le canal autorisé par le modèle standard est estimée à $T_{1/2} \approx (7,0 \pm 1,7) \cdot 10^{18}$ années[42] [43]. Sa faible abondance isotopique (6%) et la méconnaissance actuelle des éléments de matrice nucléaire ne sont pas des éléments décisifs si l'on envisage une prochaine génération d'expériences recherchant la $\beta\beta 0\nu$ à meilleure sensibilité que les expériences contemporaines. En effet, l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ du ^{150}Nd est supérieure à 3,27 MeV correspondant au Q_{β} du ^{214}Bi . Le ^{150}Nd est envisagé sérieusement pour de futures expériences de recherche de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ (SNO+, SuperNEMO).

Les 932 ± 5 g de ^{82}Se se trouvent répartis dans le secteur 6 et 7 ainsi que sur les bandes 1 et 2 dans le secteur 8. Cet isotope décroît vers ^{82}Kr (Cf. figure 2.4) avec une période de $T_{1/2} \approx (0,9 \pm 0,1) \cdot 10^{20}$ années mesurée par l'expérience NEMO-2[44]. Bien que l'énergie de transition soit inférieure à 3 MeV (2992 keV), cet isotope reste intéressant grâce à l'expérience acquise avec NEMO-2. De plus, des calculs concordants en QRPA et de modèle en couche sont menés pour définir les éléments de matrice nucléaire avec une précision en constante amélioration.

2.2.3 Production, enrichissement et purification des sources

Le processus d'enrichissement a été réalisé à l'Institut de Physique Théorique et Expérimentale de Moscou (ITEP). Le ^{82}Se représente 9,2 % du sélénium naturel, ce qui rend nécessaire l'enrichissement des sources. La méthode d'enrichissement du ^{82}Se se déroule en 3 étapes :

- le sélénium naturel est transformé sous forme de gaz de SeF_6 ,
- ce gaz est centrifugé afin d'isoler l'isotope du sélénium le plus lourd,
- puis une décharge électrique séparera le fluor afin de récupérer une poudre de ^{82}Se .

Deux échantillons de 500 g de ^{82}Se ont été ainsi produits par l'ITEP avec des facteurs d'enrichissement de $(97,02 \pm 0,05)$ % pour le premier lot et $(96,82 \pm 0,05)$ % pour le second. Une partie de la production de la première session a été employée pour l'expérience NEMO-2 puis introduit par la suite dans le détecteur NEMO-3 avec le reste de la production. Aucune procédure de purification n'a été mise en place par la suite pour le sélénium.

La poudre de $^{150}\text{Nd}_2\text{O}_3$ a été enrichie à $91,0 \pm 0,5$ % par séparation électromagnétique puis purifiée par des processus chimiques. L'échantillon obtenu représente 40,18 g de poudre pour 36,55 g d'émetteur $\beta\beta$.

2.2.4 Mise en forme des feuilles sources

Les sources $\beta\beta$ ont été installées au sein du détecteur, sous la forme de feuilles divisées en 7 bandes verticales indépendantes. Ces bandes font 2480 mm de long, 63 mm de large pour les bandes périphériques et 65 mm de large pour les bandes centrales. L'épaisseur des feuilles sources a été choisie afin d'optimiser l'efficacité de détection du processus $\beta\beta$ et la résolution en énergie. La paire d'électrons émise doit pouvoir sortir de la feuille source en perdant en moyenne une énergie inférieure à la résolution du calorimètre. Cela impose une limite supérieure de densité surfacique des sources de 60 mg.cm^{-2} .

Les poudres d'isotopes $\beta\beta$ comme le ^{150}Nd et le ^{82}Se ont été mélangées à de la colle PVA (polyvinyle alcool) et de l'eau. Ce mélange a été étalé entre deux feuilles ultra pures de mylar en respectant une épaisseur de 300 μm . Ces feuilles sont ensuite criblées de trous de diamètre de 0,3 μm créés par irradiation avec un faisceau d'ions de ^{84}Kr afin d'optimiser l'adhérence des feuilles avec la colle.

Le montage des feuilles de source dans les secteurs s'est fait en salle blanche au LSM (Cf. figure 2.2).

2.2.5 Radiopureté des sources

Tout isotope conduisant à un événement imitant une double désintégration bêta sans émission de neutrino est un contaminant. La queue de distribution de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ convoluée par la résolution en énergie du calorimètre et par les fluctuations des pertes en énergie des électrons dans le détecteur est la source de bruit de fond irréductible pour la recherche du processus $\beta\beta 0\nu$ qui fixe la sensibilité ultime du détecteur ($T_{1/2} = 10^{24-25}$ années pour 10 kg de ^{100}Mo en cinq années). Le nombre d'événements provenant de cette décroissance contraint le niveau tolérable de radio-pureté des autres sources de bruits de fond dans l'expérience principalement dus aux désintégrations nucléaires des radio-éléments des chaînes naturelles du ^{232}Th et de l' ^{238}U . Des simulations ont ainsi permis de fixer les activités maximales des contaminations internes en ^{214}Bi et ^{208}Tl pour les sources de ^{150}Nd et de ^{82}Se (Cf. tableau 2.2). Rappelons que l'activité naturelle en ^{214}Bi des matériaux tels que la terre ou le verre standard est de l'ordre de 10 Bq/kg.

Isotope	Sources	
	^{82}Se	^{150}Nd
^{214}Bi	< 0,7 mBq/kg	< 10 mBq/kg
^{208}Tl	< 0,05 mBq/kg	< 0,05 mBq/kg

TAB. 2.2 – Tableau récapitulatif des activités limites acceptables en ^{214}Bi et en ^{208}Tl pour l'étude $\beta\beta 0\nu$ dans les sources de ^{82}Se et de ^{150}Nd .

2.3 Le détecteur de traces

Le but du détecteur de traces de NEMO-3 est de permettre la reconstruction des trajectoires des particules chargées. La détection de ces particules est confiée à un ensemble de cellules de dérives en régime Geiger se trouvant de part et d'autre des feuilles sources. Chaque cellule de dérive de la chambre à fils fournit une information de localisation du point de passage des particules chargées. Nous verrons lors du traitement des données comment les temps anodiques et cathodiques des cellules Geiger fournissent la position de départ du plasma Geiger. Un point essentiel du bon fonctionnement du trajectographe est de garantir une ionisation suffisante lors de la traversée des cellules (pour amorcer le régime Geiger) sans pour autant dégrader l'énergie de la particule.

2.3.1 Principe de fonctionnement d'une cellule Geiger

Chaque cellule de dérive en mode Geiger de la chambre à fils de NEMO-3 mesure 2,7 mètres de long et 3 cm de diamètre (Cf. figure 2.5). Ces cellules sont constituées d'un fil anodique central porté à une $V_{cel} = 1800$ V. Le champ électrique créé par le courant traversant ce fil est limité dans l'espace par 9 à 10 fils de masse entourant l'anode. Cet écran électrostatique permet d'isoler les cellules les unes des autres. Tous ces fils sont en acier inoxydable de 50 μm de diamètre. À chaque extrémité des cellules de dérive sont placés des anneaux cathodiques chargés de collecter la charge du plasma Geiger. L'ensemble fonctionne dans une atmosphère d'hélium (94,4%), d'alcool (4,3%), d'eau (0,1%) et d'argon (1,3%) à une pression légèrement supérieure à celle du laboratoire.

Lorsqu'une particule chargée passe dans la chambre à fils, elle ionise et excite les molécules du gaz tout au long de sa trajectoire. Il en résulte en moyenne 6 paires électrons-ions par

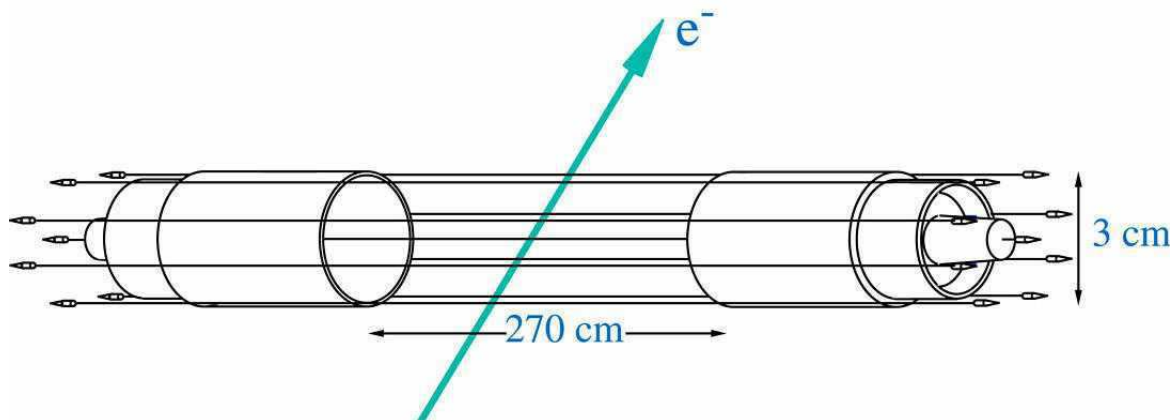


FIG. 2.5 – Représentation d’une cellule de dérive.

centimètre parcouru dans le gaz. Les électrons de l’ionisation créés dans les cellules de dérive suivent le gradient de champ électrique jusqu’au fil anodique avec une vitesse moyenne de $1\text{cm}/\mu\text{s}$. Cette vitesse augmente graduellement avec l’intensité du champ. Au proche voisinage du fil anodique ($\approx 100\mu\text{m}$), le champ électrique s’intensifie fortement et les électrons primaires acquièrent une énergie suffisante pour ioniser les atomes du gaz. Les électrons ainsi produits vont à leur tour suivre le même processus. Ce phénomène qui est connu sous le nom d’avalanche primaire est responsable de la création d’un plasma d’électrons et d’ He^+ à la limite de la surface du fil anodique.

L’intérêt du mode Geiger est que la désexcitation des ions du plasma est responsable de la création de photons UV qui iront ioniser le gaz à proximité et ainsi libérer de nouveaux électrons. Ces électrons sont à l’origine de l’avalanche secondaire. Les plasmas Geiger ainsi créés se propagent le long du fil anodique vers les cathodes avec une vitesse de l’ordre de $7\text{cm}/\mu\text{s}$.

Les photons UV sont susceptibles d’ioniser le gaz en dehors de la cellule dont ils sont issus. Afin de limiter les avalanches secondaires au voisinage de l’anode, il est nécessaire que le gaz contienne un quencher. Le rôle du quencher est de réduire le libre parcours moyen des UV (λ_{UV}) à une distance inférieure à la taille d’une cellule. Plus la concentration en quencher ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$) est importante, plus λ_{UV} sera réduit.

La stabilisation du fonctionnement des cellules Geiger est assurée par la faible proportion d’argon (1,3%) et d’eau (1%) qui garantit l’absorption des électrons secondaires créés lors des avalanches.

2.3.2 Géométrie de la chambre à fil

Le détecteur de traces de NEMO-3 est constitué de 6180 cellules en régime Geiger parallèles aux feuilles sources soit 309 cellules par secteur (Cf. figure 2.6). Les cellules Geiger sont disposées par séries de plans parallèles de chaque côté de la source. La première série de cellules à partir des feuilles sources est constituée de quatre plans, ce qui permet d’optimiser la résolution de reconstruction du point d’émission ou d’impact sur la source. La série de trois rangées de cellules de dérive proche des murs de calorimètre permet de déterminer correctement le point d’impact ou d’émission de la particule au niveau du scintillateur plastique. Les deux rangées du milieu permettent d’obtenir une bonne reconstruction de la courbure de la trajectoire de la particule.

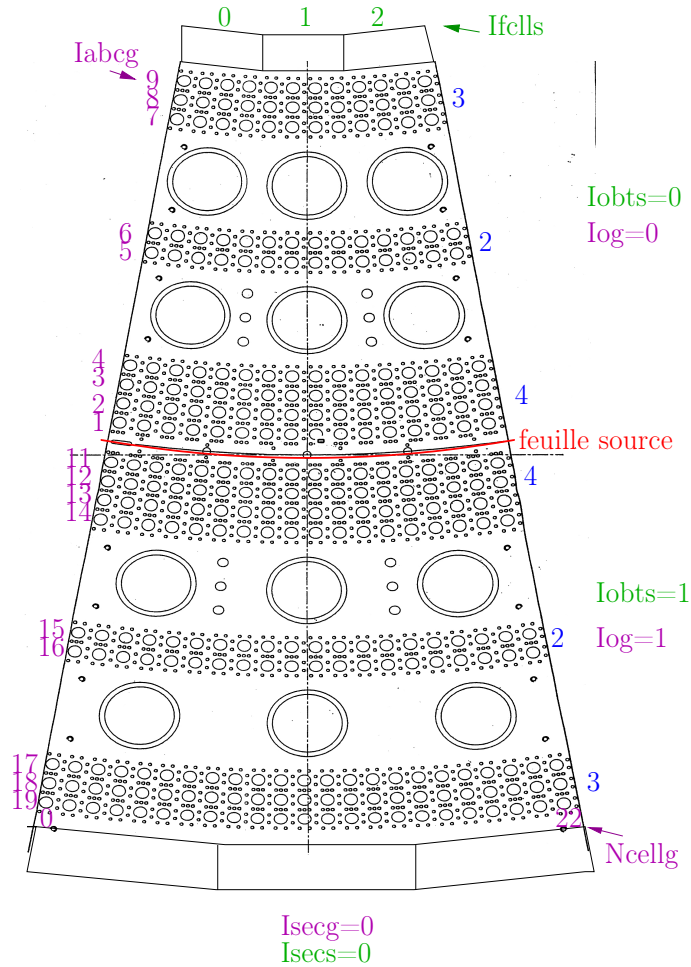


FIG. 2.6 – Vue schématique d'un secteur de NEMO-3. La source $\beta\beta$ est représentée par une ligne rouge au centre du schéma. les cellules Geiger de la chambre à fils sont réparties suivant la configuration 4-2-3 de part et d'autre de la source

2.3.3 Le champ magnétique

Tout événement caractérisé par deux traces avec un vertex commun sur la source et avec un impact sur le calorimètre possède une topologie proche de celle attendue pour le signal de double désintégration bêta. La production de paires e^+e^- créées par le rayonnement γ au niveau de la source ou l'occurrence d'électrons traversant la chambre et la source présentent ce profil. L'application d'un champ magnétique parallèle au plan des feuilles sources permet de courber la trajectoire des particules en fonction de leur charge et de leur trajectoire. Les simulations ont permis d'adapter l'intensité du champ appliqué afin de discriminer correctement les différentes topologies (e^+e^- et e^-e^-) et sans pour autant courber les trajectoires des électrons de basse énergie au point de ne plus pouvoir les reconstruire. Le champ appliqué est de 25 gauss.

2.4 Le calorimètre

Le rôle du calorimètre de NEMO-3 est de mesurer l'énergie des particules et de déterminer leur temps de vol. Ce calorimètre est un ensemble de 1940 compteurs constitués d'un bloc de scintillateur plastique associé à un photomultiplicateur par un guide de lumière comme il est possible de le voir sur la figure 2.7. Chaque secteur est constitué de 97 compteurs de 3

pouces ou 5 pouces en fonction de sa position : 34 de ces compteurs couvrent entièrement les murs internes (3 pouces) sur 2 colonnes et 39 autres couvrent les murs externes (5 pouces) sur 3 colonnes du détecteur. Le calorimètre couvre aussi les espaces libres non couverts par les cellules Geiger au niveau des pétales avec 12 compteurs par pétale (Cf. figure 2.6). Les scintillateurs des murs externes/internes ont été synthétisés au Joint Institute for Nuclear Research (JINR) à Dubna tandis que ceux des pétales ont été produits à l'Institute for Nuclear Research (INR) de Kiev-Kharkov.

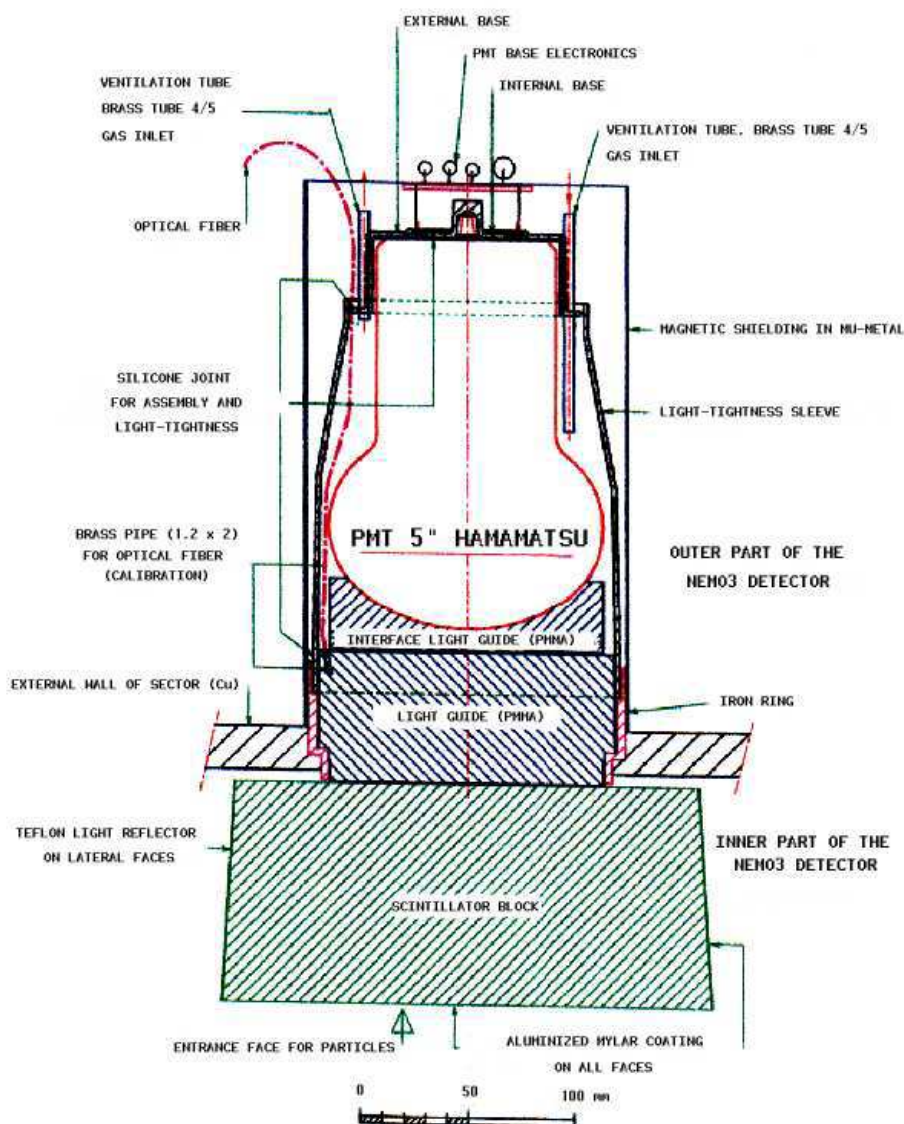


FIG. 2.7 – Vue en coupe d'un compteur 5 pouces du calorimètre de NEMO-3.

Les principales difficultés résolues avec les couples scintillateurs plastique/PM étaient :

- de pouvoir détecter efficacement les électrons pour reconstruire la raie $\beta\beta 0\nu$ aux alentours de 3 MeV.
- d'avoir une bonne résolution en temps des particules chargées.
- d'assurer la linéarité de la réponse des détecteurs sur l'intervalle [0-12] MeV.
- d'obtenir une très faible radioactivité des matériaux.

2.4.1 Le scintillateur

Lorsqu'une particule chargée traverse un matériau scintillant, elle va ioniser et exciter les atomes et molécules du milieu. En retournant à leur état fondamental, les atomes du scintillateur vont émettre des photons, c'est le principe de luminescence. Dans le cas de scintillateurs organiques à base de cycle benzénique, les électrons des orbitales π excités peuplent des états singulets (S^{**}). Ces électrons retournent très rapidement (en quelques ns) vers l'état fondamental S par l'intermédiaire d'un état S^* . Le photon ainsi émis est un photon de fluorescence dont l'énergie est inférieure à l'énergie absorbée (figure 2.8). La base des scintillateurs plastiques de NEMO-3 a été obtenue par polymérisation d'un cycle benzénique, le styrène ($C_6H_5CH=CH_2$).

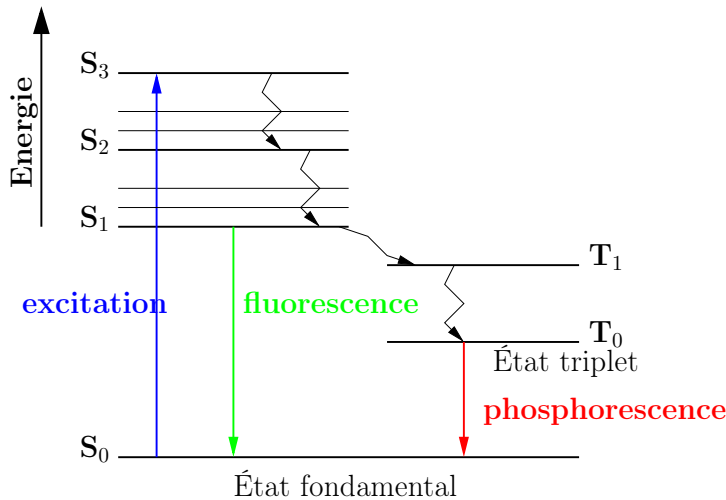


FIG. 2.8 – Mécanisme de fluorescence et de phosphorescence.

Le styrène présente la particularité d'émettre une partie du surplus d'énergie d'excitation par dissipation thermique. L'ajout de PTP¹ lors de la synthèse du scintillateur permet de récupérer une partie importante de l'énergie déposée. La fluorescence du PTP augmente la quantité de lumière à mesurer mais il faut encore décaler la longueur d'onde de ces photons afin de l'adapter au photomultiplicateur. Il faut ajouter un second soluté, le POPOP². Le nombre d'atomes excités et donc l'intensité de fluorescence sont directement proportionnels à l'énergie déposée par la particule incidente.

Le facteur de transparence de ces scintillateurs est de l'ordre de 70% pour les photons de fluorescence à $\lambda = 420$ nm. La distance que peuvent parcourir les électrons dans les scintillateurs plastiques va jusqu'à 2 cm pour une énergie de 12 MeV. Les blocs de scintillateur présentant les meilleures résolutions moyennes en énergie ($\sigma(E)/E = 5,1\%$ à 1 MeV pour le mur interne et $\sigma(E)/E = 5,5\%$ pour le mur externe) ont été sélectionnés. Pour atteindre une efficacité de 50% de détection des photons de 500 keV, une épaisseur de 10 cm de plastique scintillant a été choisie.

Les blocs de scintillateurs de NEMO-3 sont enveloppés sur les faces latérales par cinq couches de téflon afin d'augmenter l'efficacité de collection de la lumière de scintillation. Puis toutes les faces, exceptée celle qui accueille le PM, sont recouvertes de mylar aluminisé ($e=6 \mu\text{m}$) afin de faire écran à la lumière extérieure provenant par exemple des UV des plasmas Geiger de la chambre à fil.

Les objectifs atteints avec les scintillateurs de NEMO-3 sont multiples :

¹p-Terphenyl

²1.4-di-(5-phenyl-2-oxazolyl)benzène

- avec un Z moyen de l'ordre de 3,7 par atome, la rétro-diffusion des électrons n'est que de quelques pourcents.
- le temps de désexcitation des scintillateurs plastiques est suffisamment rapide pour un bon marquage en temps des particules.
- une bonne efficacité de collection de la lumière grâce à l'habillage de mylar.
- une bonne radio-pureté des scintillateurs plastiques a été mesurée avec des détecteurs au germaniums ultra purs (HPGe).

Il est important de préciser que la diffusion Compton est l'interaction principale pour des milieux à faible Z . Le signal récupéré provient de l'électron Compton de la diffusion du photon. Il est crucial de savoir que l'on ne récolte généralement qu'une partie de l'énergie des photons interagissant dans les blocs de scintillateur.

2.4.2 Les photomultiplicateurs

Les photomultiplicateurs sont chargés de convertir la lumière incidente en un signal électrique proportionnel à l'énergie du photon incident.

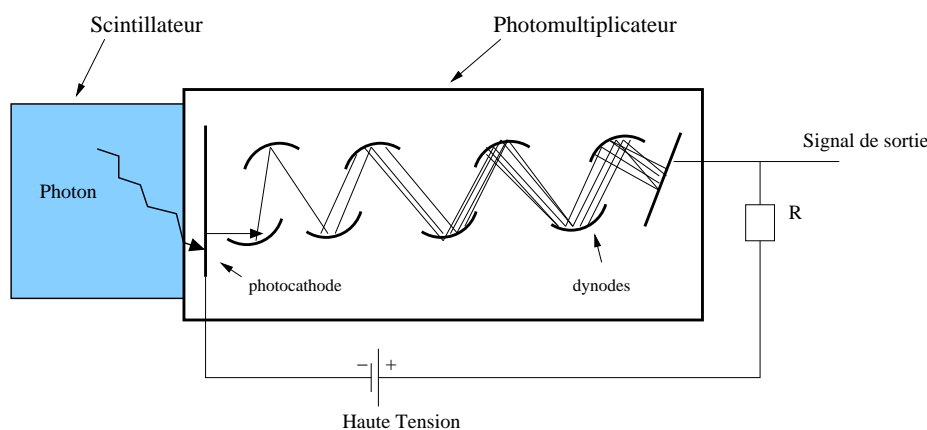


FIG. 2.9 – Schéma d'un tube photomultiplicateur.

Les photomultiplicateurs sont constitués d'un tube à vide en verre contenant une photocathode, plusieurs dynodes, et une anode.

Sous l'action de la lumière, des électrons sont arrachés de la photocathode par effet photoélectrique. Cette photocathode est définie par un rendement quantique (η) caractéristique d'une longueur d'onde (λ) donnée.

$$\eta(\lambda) = \frac{\text{nb photoélectrons émis}}{\text{nb photons incidents}} \quad (2.1)$$

Une série de dynodes sert de multiplicateur d'électrons pour amplifier le faible courant électrique. Pour chaque dynode, dès qu'un électron est arrivé avec suffisamment d'énergie, il libère plusieurs électrons secondaires. Pour finir, les électrons secondaires sont collectés par l'anode qui transmet un signal électrique proportionnel au nombre de photons. Le gain d'un photomultiplicateur peut être défini par :

$$G = \varepsilon_0 \cdot \frac{\text{nb électrons reçus par l'anode}}{\text{nb photoélectrons arrivant sur la 1^{ère} dynode}} \quad (2.2)$$

La collaboration NEMO-3 a choisi les PM de la société Hamamatsu pour leurs verres 100 à 1000 fois plus purs que le verre des PM standard mais également pour leurs performances.

L'Institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg (IReS) a mené les tests mesurant une résolution en énergie de 4% et de 250 ps en temps à 1 MeV. Entre 0 et 12 MeV, les PM ont une bonne linéarité de la réponse. Les défauts ne dépassent pas 1% en dessous de 4 MeV.

2.4.3 L'association scintillateur-photomultiplicateur

Le couplage optique entre le scintillateur plastique et le photomultiplicateur s'effectue grâce à un guide de lumière. Ce guide de lumière en PMMA³ a deux caractéristiques principales :

- un indice de réfraction intermédiaire pour réduire les réflexions de lumière à l'interface et optimiser la transparence à 98% pour les photons provenant du scintillateur ($380 < \lambda < 420$ nm).
- il permet de délocaliser les PM hors de la chambre afin d'éloigner les sources de bruit de fond et de limiter leur vieillissement dû à l'hélium qui peut compromettre le vide dans le tube par diffusion.

2.5 Les systèmes d'étalonnages

Pour chaque scintillateur touché par une particule, l'électronique fournit une mesure de la charge du signal. Cette charge numérisée est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule. De plus, à chaque signal est associé un temps de référence calculé selon une horloge dédiée de l'électronique. L'interprétation de ces grandeurs en terme d'observables physiques (énergie déposée et temps de vol) passe par une nécessaire étape d'étalonnage qui ne peut être maîtrisée que dans le cadre d'un suivi de la réponse des détecteurs durant une longue période de temps.

La procédure d'étalonnage absolu permet de déterminer les relations entre les données numériques et les grandeurs physiques pour chaque PM. Les caractéristiques des réponses des photomultiplicateurs évoluant au cours du temps, il est nécessaire d'effectuer des étalonnages régulièrement. Lors des étalonnages, le détecteur ne prend pas de données pour la recherche de la double désintégration bêta. Il faut assurer un compromis entre un suivi régulier des détecteurs et la maximisation du temps d'acquisition. La collaboration a notamment mis en place des périodes de 24h d'étalonnage absolu en énergie toutes les trois semaines. De plus, on utilise un système de suivi quotidien des gains de PM (calibration relative en temps et en énergie).

2.5.1 Étalonnage absolu

Chaque secteur de NEMO-3 est équipé d'un tube vertical en cuivre ultra-pur placé le long de la feuille source. Lors des périodes de calibration, on introduit des sources de ²⁰⁷Bi dans les tubes en les glissant par le haut du détecteur. Ces tubes de calibration sont équipés de fenêtres en kapton à trois hauteurs différentes ($Z = -90, 0$ et $+90$ cm) pour permettre aux 60 sources radioactives d'éclairer le plus uniformément possible tous les compteurs du calorimètre.

Étalonnage en énergie

Les sources de calibration avec une faible activité sont utilisées afin d'éviter tout vieillissement prématuré de la chambre à fils dû à un taux de déclenchement trop important. La conséquence d'un tel choix est que pour assurer une statistique suffisante, il faut avoir de longues périodes de calibration (≈ 24 heures). Une source de faible activité de ²⁰⁷Bi permet

³polyméthylméthacrylate

d'obtenir les points à 482 et 976 keV avec des électrons de conversion et le ^{90}Sr permet d'aller jusqu'à 2.28 MeV avec la fin du spectre de désintégration β de son noyau fils (^{90}Y).

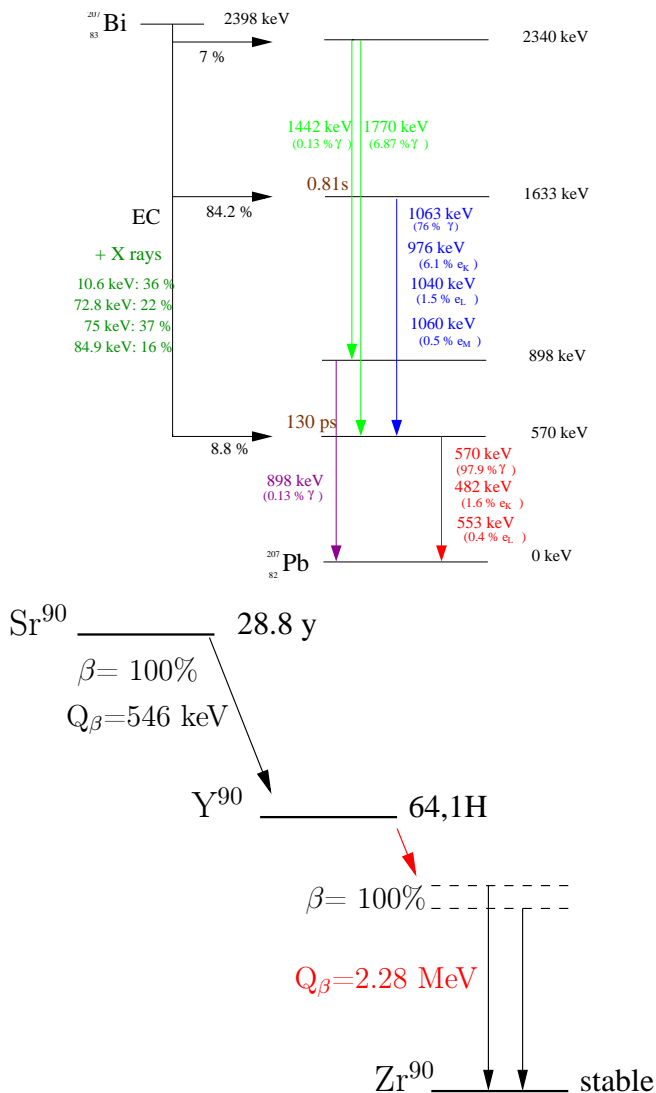


FIG. 2.10 – Schémas de décroissance des sources de calibrations ^{207}Bi et ^{90}Sr .

Étalonnage en temps

Afin de remonter au temps réel de passage d'une particule dans un scintillateur à partir d'un TDC mesuré par l'électronique d'un PM, il faut connaître le temps de réponse de chaque PM. La calibration en temps des 1940 modules du calorimètre permet de connaître les temps de réponse du scintillateur et du PM, corrigés des différences de longueurs de câble entre les détecteurs et les baies d'électroniques.

Le principe de l'étalonnage en temps est la détection en coïncidence de deux particules émises simultanément vers deux PM différents afin de mesurer la différence en temps entre ces compteurs. L'étalonnage en temps de NEMO-3 s'effectue avec les deux γ de 1332 keV et de 1173 keV émis en coïncidence par le ^{60}Co . L'interaction des γ dans le scintillateur plastique est différente de l'interaction des électrons. Pour remédier à cet effet, les sources de ^{60}Co ont été décalées par rapport à la fenêtre en kapton. De cette façon, les γ interagissent (effet photo-

électrique et Compton) avec le cuivre des tubes de calibrations pour donner des électrons qui servent à leur tour à la calibration en temps.

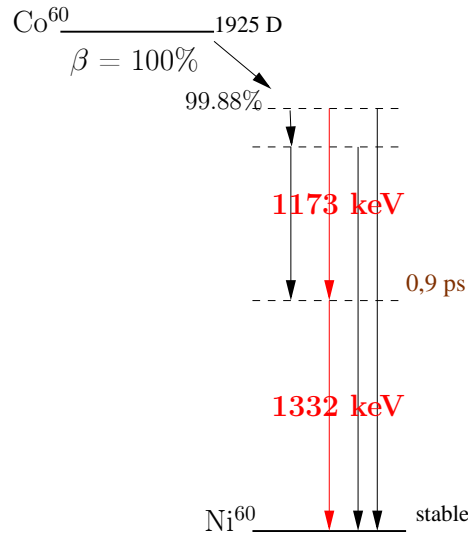


FIG. 2.11 – Schéma de décroissance du ^{60}Co .

2.5.2 Suivi relatif du gain des photomultiplicateurs

Pour contrôler rapidement la stabilité de la réponse et mesurer le gain relatif de chaque photomultiplicateur entre deux calibrations absolues, on utilise quotidiennement un système de suivi laser. Ce suivi journalier permet de réduire les pertes d'efficacités en maximisant le temps d'exposition des sources $\beta\beta$.

Le laser à azote utilisé fournit une lumière $\lambda = (337 \pm 15)$ nm délivrée par implusion de 300 ps à une fréquence de 10 Hz. La lumière est divisée en deux faisceaux : l'un est envoyé vers une photodiode chargée de déclencher l'acquisition des données laser ; le second est envoyé vers deux sphères de scintillateur plastique responsables de la mise en forme de la lumière pour s'approcher des conditions réelles de fonctionnement du calorimètre avec des électrons de 1 MeV. Chacune des sphères a été façonnée afin de préparer la lumière laser aux caractéristiques propres des 900 PM trois pouces et des 1040 PM cinq pouces. De plus ces scintillateurs doivent distribuer aussi uniformément que possible la lumière dans les fibres optiques qui les relient aux guides de lumières des photomultiplicateurs de NEMO-3 et de quatre photomultiplicateurs de référence chargés du suivi de la lumière laser. Chaque élément du calorimètre est équipé d'un système d'équilibreur permettant d'ajuster la position de la fibre optique afin que la lumière laser dépose une énergie équivalente de l'ordre de 1 MeV.

Le but de ce système est de calculer une correction relative du gain des photomultiplicateurs avec le laser tout en contrôlant les variations de la source lumineuse.

2.6 Les blindages

Pour la recherche du processus interdit de la double désintégration bêta, il est indispensable de réduire les sources de bruit de fond aux alentours de l'énergie $Q_{\beta\beta}$. Afin de réduire au maximum les bruits de fond pour la mesure de la période de la double désintégration bêta, la collaboration NEMO-3 a accentué les efforts pour se protéger des bruits de fond. Les matériaux

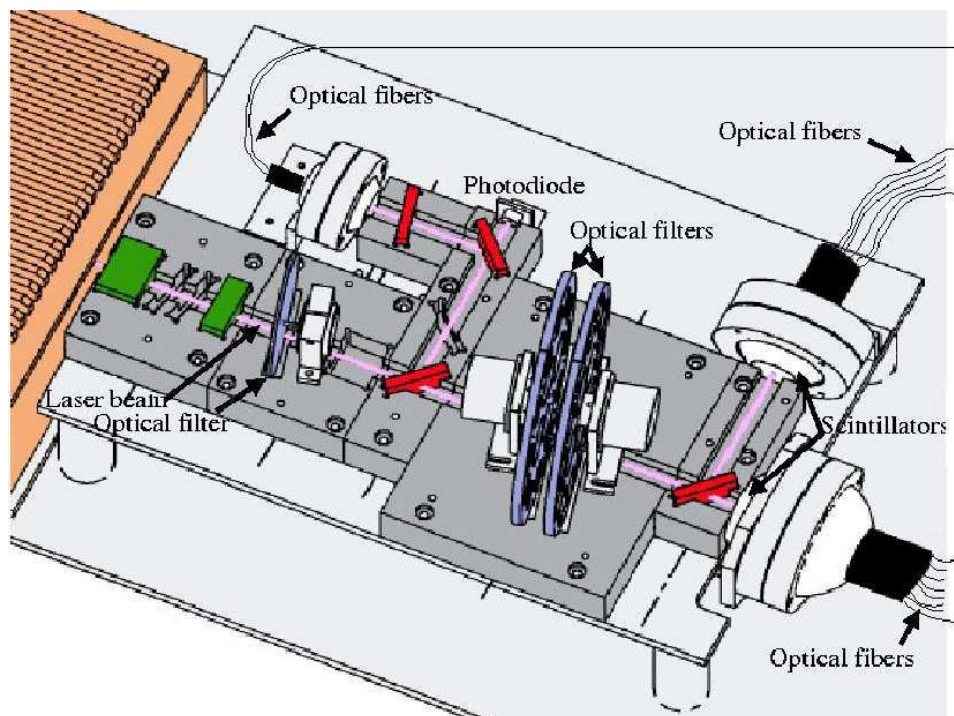


FIG. 2.12 – Schéma du système de répartition de la lumière laser.

les plus proches de la source radioactive ont été mesurés et sélectionnés pour leur radio-pureté. Sachant que les particules provenant de l'extérieur du détecteur peuvent être à l'origine d'une partie du bruit de fond, plusieurs dispositifs de blindage entourent l'expérience.

2.6.1 Le Laboratoire Souterrain de Modane

Le détecteur NEMO-3 est installé au laboratoire souterrain de Modane (LSM). Le LSM se trouve dans le tunnel autoroutier du Fréjus à une profondeur de 1800 m (4800 m équivalent eau).

Le principal intérêt des laboratoires souterrains est de pouvoir présenter une bonne couverture au rayonnement cosmique. Parmi les rares particules susceptibles d'atteindre ces laboratoires, les muons cosmiques arrivent avec une énergie moyenne de 300 GeV[38]. À cette profondeur, le flux de muons est mesuré à $4,6 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ce qui équivaut à environ 4 muons par jour et par m^2 .

Rappelons que le LSM a été creusé dans un massif alpin granitique dont l' ^{238}U est un constituant naturel. La chaîne de décroissance naturelle de l' ^{238}U est à l'origine de l'accumulation de radon sous forme gazeux dans tous les milieux clos.

2.6.2 La tente anti-radon

Pour une telle expérience de recherche de double désintégration bêta, le radon et le thoron sont des gaz radioactifs susceptibles d'être un bruit de fond important à la recherche de la décroissance $\beta\beta 0\nu$. Ces gaz originaires des chaînes de décroissances naturelles s'échappent des roches granitiques du laboratoire. Pour mémoire, le taux moyen de radon en France est de 68 Bq/ m^3 dans les habitations[47].

Pour limiter la concentration de ces gaz, l'air du laboratoire est renouvelé toute les 40

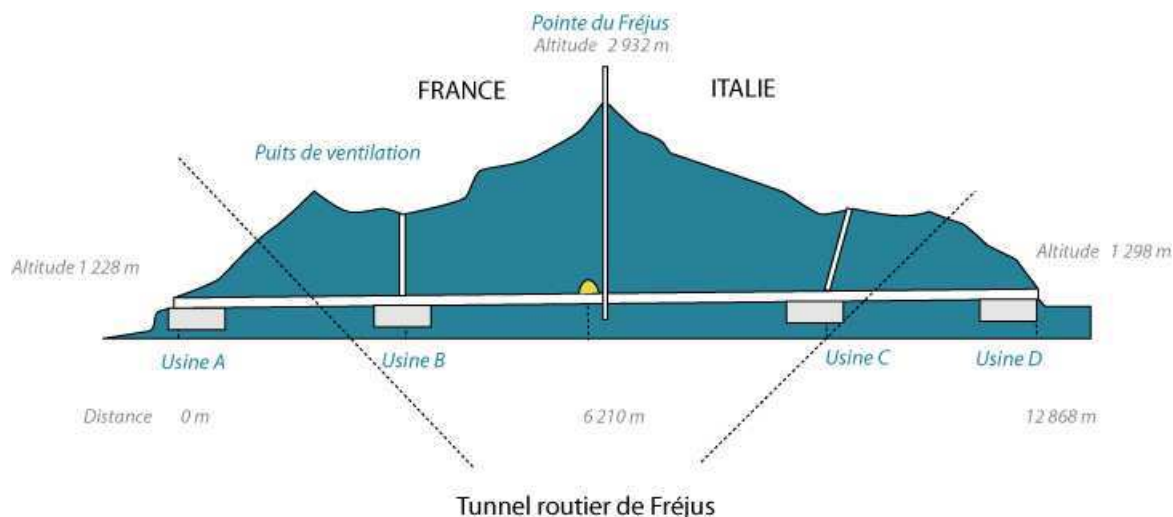


FIG. 2.13 – Profil de la montagne abritant le laboratoire souterrain de Modane.

minutes par le système de ventilation. Cela permet d'avoir un taux de radon d'environ 15 Bq/m^3 dans le laboratoire. Dès 2002, la mesure d'activité des descendants du radon (^{214}Bi - ^{214}Po) dans NEMO-3 a mis en évidence une trop forte contribution de ce bruit de fond pour la recherche du processus $\beta\beta 0\nu$. Afin de diminuer le taux de radon dans le détecteur à un niveau acceptable, depuis février 2004, une tente étanche enveloppe le détecteur et une usine de purification injecte de l'air purifié (*déradonisé*) sous la tente avec un niveau de contamination en radon de $0,15 \text{ Bq/m}^3$. Le principe de piégeage est basé sur l'injection de l'air du laboratoire dans une tonne de charbon actif à basse température pour que le radon soit piégé le temps nécessaire de sa désintégration.

Bien que le taux de radon sous la tente ait été fortement diminué, la diminution du radon dans le détecteur présente une valeur limite. L'origine du taux de radon encore présent dans le détecteur NEMO-3 reste un sujet d'étude pour la collaboration.

2.6.3 Le blindage de fer

Des neutrons et des γ provenant du fond naturel font partie des sources à l'origine du bruit de fond *externe* simulant la double désintégration bêta. Lors de la thermalisation et de la capture radiative des neutrons, des γ jusqu'à plusieurs MeV sont générés. Ensuite le rayonnement γ est susceptible d'interagir avec la matière par les processus photoélectrique, Compton ou création de paires et ainsi produire des électrons capables de simuler une décroissance $\beta\beta$.

Afin d'atténuer la pénétration des γ dans le détecteur, un blindage de fer de 18 cm d'épaisseur entoure le détecteur NEMO-3. Ce blindage de 165 tonnes a également la caractéristique de stopper les neutrons épithermiques ($E_n < 1 \text{ MeV}$) dans les premiers centimètres de fer traversés et de thermaliser les neutrons rapides ($E_n > 1 \text{ MeV}$). Les γ produits lors de ce processus sont alors absorbés par le reste du blindage de fer.

2.6.4 Le blindage neutron

Les origines des neutrons sont multiples, ils proviennent des chaînes de décroissances naturelles et de l'interaction des muons avec la matière. L'étude de l'environnement neutronique du laboratoire de Modane[46] a mis en évidence un flux de $4 \cdot 10^{-6}$ neutron rapide/s/cm². Ces

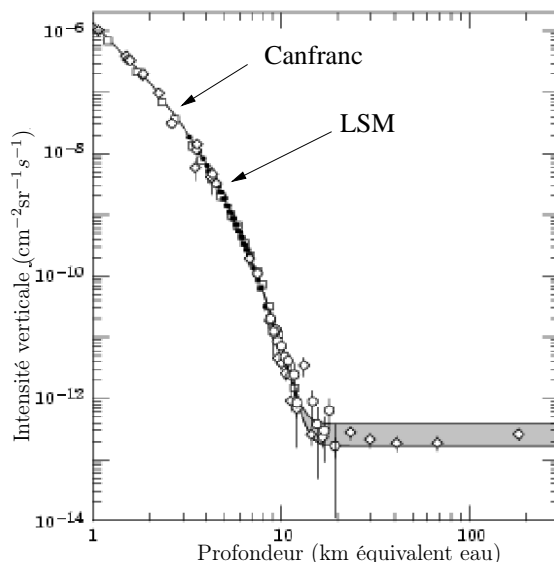


FIG. 2.14 – Intensité verticale des muons en fonction de la profondeur de roche traversée. La zone grisée représente le plateau dû à la création de muons par les neutrinos[38].

neutrons transmettent une partie de leur énergie à chaque diffusion élastique et inélastique. Il est important de noter que l'énergie transférée est d'autant plus importante que la masse de l'élément cible est faible. Cela implique deux effets importants :

- le blindage de fer n'est pas adapté pour réduire significativement le flux de neutrons rapide,
- le scintillateur plastique est un bon matériau pour interagir avec les neutrons.

Avant de pénétrer dans le détecteur, le flux de neutron est réduit par 34 cm d'eau borée le long des murs du détecteur et par 28 cm de bois pour les faces supérieures et inférieures. Le bore est ajouté pour sa section efficace de capture neutron élevée. Par ailleurs, l'énergie de transfert de l'énergie du neutron est maximisée pour l'eau et le bois. Les γ de thermalisation et de capture des neutrons peuvent ensuite être stoppés par le blindage de fer.

Le flux de neutrons mesuré dans le laboratoire est essentiellement dû à la radioactivité naturelle. Le flux de γ présente trois principales origines : la radioactivité naturelle en dessous de 4 MeV ; les captures radiatives des neutrons jusqu'à 10 MeV ; puis le rayonnement bremsstrahlung provenant du passage de muons à hautes énergies.

2.7 Acquisition des données

L'objectif de l'acquisition des données de NEMO-3 est d'enregistrer en temps réel toutes les données numérisées dans l'électronique dédiée à la gestion du calorimètre et de la chambre à fils. Ces données permettront ultérieurement de reconstruire les énergies déposées dans le calorimètre ainsi que la localisation spatio-temporelle des particules traversant la chambre.

L'expérience met en œuvre un dispositif de déclenchement de l'acquisition[45] qui permet de garantir l'enregistrement des événements présentant un intérêt physique sans pour autant être perturbé par les déclenchements fortuits des photomultiplicateurs et les instabilités de la chambre à fils.

L'acquisition utilise le système CASCADE distribué sur trois processeurs embarqués fonctionnant sous le système d'exploitation LynxOS. Une station centralisatrice sous Linux permet

de collecter les données en provenance de CASCADE et assure le stockage temporaire des fichiers de données. Elle sert également d'interface utilisateur pour piloter le processus d'acquisition.

2.7.1 Électronique du calorimètre

L'alimentation électrique des 1940 photomultiplicateurs (PM) est fournie par trois chassis de huit à neuf cartes de hautes tensions. Chaque voie de hautes tensions (cartes C.A.E.N.) est chargée d'alimenter trois PM. Les hautes tensions sont distribuées au moyen de cartes de répartitions à des PM de gains comparables. Il est important de souligner que lorsqu'un PM présente des problèmes de fonctionnement nécessitant sa déconnection, les deux autres PM branchés sur la même carte de répartition sont également éteints. Pour les PM trois pouces, la tension est d'environ 1800 V et de 1400 V pour les PM cinq pouces. Typiquement un électron déposant 3 MeV dans un scintillateur produit un signal d'amplitude de 1 V.

Le calorimètre a été conçu pour mesurer l'énergie avec une résolution (FWHM) de l'ordre de 15% à 1 MeV et le temps de passage d'une particule interagissant dans un scintillateur avec une précision de 300 ps.

Les signaux d'ADC (énergie) et de TDC (temps) des photomultiplicateurs mesurant le passage d'une particule sont gérés par une carte d'acquisition analogique fille par PM (ANEMO). Afin de traiter rapidement les signaux des 1940 modules du calorimètre, 40 cartes mères rassemblent chacune les signaux des PM d'un demi-secteur de NEMO-3.

Les cartes ANEMO présentent deux seuils de déclenchement :

- lorsque l'amplitude du signal dépasse un seuil bas (de l'ordre de 50 keV), la mesure de temps (TDC) est déclenchée et une porte d'intégration de charge est ouverte pour une durée de 80 ns,
- lorsque le seuil haut est atteint (de l'ordre de 150 keV), un signal de déclenchement est envoyé à la carte mère. Ce signal sert à déclencher le trigger central en mode standard et constitue la référence temporelle relative d'un événement physique.

Dans chaque carte mère, l'intensité d'un signal de déclenchement est augmentée de 50 mV par PM dépassant le seuil haut. Le *trigger* mesure le cumul des signaux de déclenchement des cartes mères pour connaître le nombre de PM dépassant le seuil haut. Dès qu'une multiplicité seuil est atteinte (multiplicité de un pour le mode d'acquisition $\beta\beta$), un signal est envoyé par le *trigger* pour déclencher la numérisation de tous les ADC et TDC du calorimètre. Le *trigger* dédié au calorimètre (T1) envoie 20 ns après le début de la sauvegarde un signal STOP-PM.

Dans le cas où le seuil haut n'est pas franchi après 200 ns, les voies sont remises à zéro.

	ADC	TDC
Gamme typique	3 keV/canal	53 ps/canal
Dynamique	\approx 12 MeV	200 ns

TAB. 2.3 – Tableau récapitulatif de la gamme et de la dynamique de l'électronique du calorimètre.

2.7.2 Électronique de la chambre à fils

L'alimentation électrique des cellules de dérive est similaire à l'alimentation des photomultiplicateurs. Les cartes de répartition sont chargées de fournir une tension d'environ 1800 V aux anodes des cellules. La différence fondamentale avec le calorimètre est que les cartes de répartition collectent aussi les signaux analogiques des anodes et des deux cathodes associées.

Chaque carte fille gère huit voies de cellule de dérive et chaque carte mère est constitué de 15 cartes filles. Les signaux Geiger d'un secteur sont gérés par huit cartes mères.

Les cartes d'acquisition sont chargées d'amplifier et de discriminer les signaux fournis par les cartes de répartition afin de mesurer les temps anodiques (TDC_a), cathodiques haut (TDC_{HC}) et cathodiques bas (TDC_{LC}). Un signal supplémentaire est fourni pour la mesure des temps de passage des particules *retardées* jusqu'à $710 \mu s$ (TDC_α).

Lorsque le signal anodique dépasse un seuil, l'intégration de tous les TDC est déclenchée. Les TDC_{HC} et TDC_{LC} sont ensuite stoppés par l'arrivée des plasmas sur les cathodes. Les temps physiques de propagation du plasma le long de l'anode sont donnés par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} t_{HC} &= TDC_{HC} \times 20\text{ns} \\ t_{LC} &= (TDC_{LC} \times 20) - 17,5\text{ns} \end{aligned}$$

Le piédestal de 17,5 ns correspond à la différence de longueur de câble avant de récupérer le signal de la cathode haute par rapport à la cathode basse.

Le TDC anodique présente deux modes de fonctionnement pour les événements *prompts* et les événements retardés :

- Si le trigger PM a été déclenché, les cartes d'acquisition envoient un signal STOP-A qui arrive $6,14 \mu s$ (TDC_{max}) après le STOP-PM. Lorsque l'acquisition du temps anodique est déclenché dans cet intervalle de $6,14 \mu s$, l'intégration du signal anodique est stoppé par le STOP-A.

$$t_A = (TDC_{max} - TDC_A) \times 20\text{ns}$$

- De même, un signal STOP- α est envoyé $710 \mu s$ ($TDC_{\alpha max}$) après le STOP-PM. Dans le cas où un signal anodique dépasse le seuil après le STOP-A, l'intégration des signaux TDC_a et TDC_α sont stoppés par le STOP- α . Cela permet de détecter le passage retardé des particules alpha dans le cas de la cascade ^{214}Bi - ^{214}Po (Cf. section 4.1.3).

$$t_A = (TDC_{\alpha max} - TDC_{\alpha A}) \times 20\text{ns}$$

2.7.3 Déclenchement de la prise de données *trigger*

Le déclenchement de l'enregistrement des données est la responsabilité du *trigger* de NEMO-3. Ce système permet d'optimiser le déclenchement de l'acquisition des données dans trois situations typiques : production de données standard pour la $\beta\beta$ (taux global du détecteur de l'ordre de quelques hertz), fonctionnement du détecteur à taux élevé pendant les étalonnages (ex : source de ^{207}Bi , taux de déclenchement environ 240 Hz), déclenchement externe lors de la calibration laser du calorimètre.

En mode de déclenchement pour la recherche de la double bêta, le système est conçu pour recueillir les événements d'intérêt physique et de rejeter efficacement les déclenchements fortuits[45].

Le trigger doit déterminer rapidement la pertinence des signaux provenant des 1940 photomultiplicateurs et des 6180 cellules de dérives. Afin d'optimiser le temps de réponse du trigger, les prises de décision ont été séparées en trois étapes : le trigger T1 pour le calorimètre dans 100 ns, le trigger T2 pour la chambre à dérive en typiquement $3 \mu s$, enfin le trigger T3 qui permet éventuellement d'analyser des coïncidences spatiales entre le calorimètre et le trajectographe.

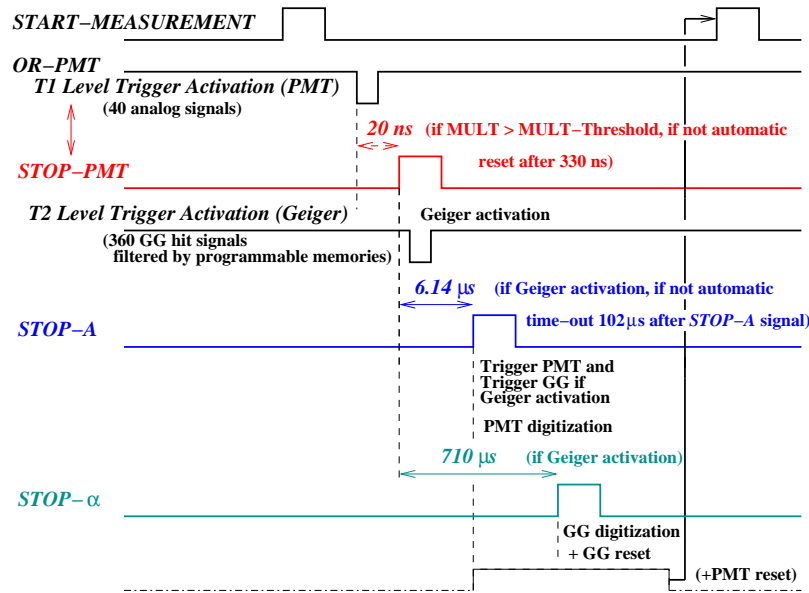


FIG. 2.15 – Chronogramme des triggers PM et Geiger.

- À la réception des 40 signaux provenant des cartes mères du calorimètre, le trigger T1 détermine le nombre de PM touchés et envoie un signal analogique si la multiplicité est supérieure à 1 PM. La référence en temps sera imposée par le signal STOP-PM émis à cet instant.
- Le trigger T2 consiste en une recherche rudimentaire de trace. Le trigger récupère un signal logique par rangée de cellules Geiger, ce qui représente 360 signaux provenant de la chambre à fils. Pour distinguer les signaux provenant de particules traversant le détecteur des déclenchements fortuits, un filtre identifie des séries de plans de cellules touchées. L'identification d'une trace est basée sur la recherche de plans de cellules adjacents dans un demi-secteur mais aussi dans les demi-secteurs voisins. L'algorithme identifie quatre configurations simples : pas de trace (VOID), trace longue (FULL), trace courte proche de la source (INNER), trace courte proche d'un mur de calorimètre (OUTER). Parmi ces motifs, une recherche de corrélation est effectuée pour détecter des traces candidates éventuellement sur deux secteurs adjacents.
- La dernière étape consiste à détecter éventuellement des corrélations spatio-temporelles entre les PM touchés et les traces identifiées. Durant les périodes d'acquisition de la physique $\beta\beta$, le trigger T3 est configuré pour déclencher la prise de données lorsqu'au minimum une trace et un PM sont identifiés et sont localisés dans une même région du détecteur. La définition d'une trace est dans ce cas réduite à la coïncidence de trois plans de cellules voisins déclenchés. Lors des prises de données de calibration, le trigger T3 est particularisé pour sélectionner des traces provenant des tubes de calibration.

Le trigger T3 est capable de garantir l'analyse des conditions de déclenchement en $5 \mu\text{s}$. Finalement, en fonctionnement normal, la configuration minimum requise pour déclencher l'acquisition de données se réduit à des critères de multiplicité rudimentaires pour ouvrir les possibilités d'analyse topologique des événements dans NEMO-3 : origine sur la source, dans le gaz, au niveau du calorimètre. Malgré de faibles contraintes quant à la topologie minimale à l'origine du déclenchement de l'acquisition, le taux de trigger moyen est inférieur à une dizaine de hertz.

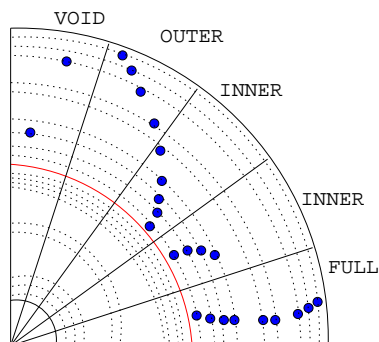


FIG. 2.16 – Vue schématique des topologies recherchées par le trigger T2 (chambre à dérive).

2.8 Le système de contrôles et commandes

Le système de contrôles et commandes a été conçu pour surveiller et piloter les paramètres sensibles de l'expérience : les hautes tensions du calorimètre et de la chambre à fils, le courant de la bobine responsable du champ magnétique, le mélange He-Alcool du gaz du trajectographe, les alimentations des chassis d'électronique. Ce programme, basé sur la bibliothèque Labview, est réparti sur deux ordinateurs situés à proximité du détecteur.

La surveillance à distance au cours des *shifts* est rendue possible par l'utilisation conjointe du protocole X11 et du logiciel VNC. Ce système est interfacé à des programmes tiers susceptibles d'exploiter les paramètres du détecteur.

2.9 Les données de NEMO-3

Le détecteur est en permanence en cours de prise de données. L'acquisition est segmentée en deux phases quotidiennes (*run*) de typiquement une douzaine d'heures chacune. Un *run* est constitué de la collection des événements ayant déclenché le détecteur dans les conditions courantes du trigger.

Chaque événement enregistre trois types d'informations :

- Une *entête* qui stocke les informations permettant d'identifier et dater l'événement :
 - **IRNTU** numéro de run,
 - **IEVNTU** numéro de l'événement,
 - **IDATNTU** date de l'événement au format année/mois/jour,
 - **ITIMNTU** temps de début de l'événement au format heure/min/s/ms,
- Une liste des déclenchements dans les modules du calorimètre :
 - **NSCIN** est le nombre d'éléments du calorimètre ayant déclenché.

Un identifiant logique permet de localiser chacun de ces détecteurs dans NEMO-3.

- **ISECS** numéro de secteur (0-19)
- **IOBTS** localisation du mur (interne/externe/haut/bas)
- **IFCLLS** numéro de colonne (0-2)
- **IBLCKS** numéro de ligne (0-16)

De plus, les grandeurs mesurées pour chaque détecteur sont conservées :

- **IADCS** charge déposée dans le compteur
- **ITDCS** temps logique de déclenchement
- **ISCSTAT** statut d'état du PM

- **IHTHS** statut de passage du seuil haut
 - Enfin une liste de déclenchements des cellules Geiger :
 - **NGGE** est le nombre de cellules Geiger touchées.
- Une cellule est identifiée par une numérotation logique :

- **ISECG** numéro de secteur (0-19)
- **IOG** demi-secteur interne/externe
- **IABCG** numéro de plan (0-8)
- **NCELLG** numéro de cellule (0-22)

Pour chaque cellule, les temps de dérive numérisés sont enregistrés :

- **IFASTTDCG** temps anodique correspondant au début de l'avalanche
- **IT1BOTG** temps de propagation du plasma Geiger vers la cathode du bas
- **IT2TOPG** temps de propagation du plasma vers la cathode du haut
- **ISLOWTDCG** temps anodique dans l'échelle de temps de l'électronique retardé
- **IGGSTAT** statut de fonctionnement de la cellule

Ce format est commun aux données venant du détecteur et du programme de simulation en usage dans le groupe d'analyse de la collaboration (*nemos*[50]). Cela facilite l'utilisation d'un même programme d'analyse pour le traitement des deux types de données. Remarquons toutefois que le format des données de simulation est enrichi d'informations issues du générateur d'événements.

La taille caractéristique d'un événement moyen (1,5 PM et 20 cellules GG) est de l'ordre du kilo-octet et un run typique de 10^5 événements nécessite 100 méga-octets d'espace de stockage.

Pendant les arrêts quotidiens de l'acquisition, l'opérateur effectue plusieurs contrôles sur la cohérence des données enregistrées et lance des processus automatiques de calibration relative avec le système de suivi laser. Après un contrôle des courants de fonctionnement de la chambre à fils et de l'état général du détecteur, un nouveau run est amorcé.

Les fichiers de données *brutes* comme de calibration sont enregistrées au format *HBOOK* sur un disque local. Ils sont ensuite automatiquement transférés sur le système HPSS⁴ au centre de calcul de Lyon puis convertis au format *root*. La base de données de l'expérience NEMO-3 qui contient les informations des calibrations et les caractéristiques des runs est mise à jour. Il est à noter que la conversion automatique des fichiers au format *root* a été motivée par les avantages qu'il présente : jusqu'à 50% de taux de compression et les vitesses d'accès en lecture et écriture sont améliorées de 20% à 50%.

Le détecteur NEMO-3 a ainsi enregistré des données du 14 février 2003 jusqu'au 19 septembre 2004 avec un taux de déclenchement de 7,5 Hz. Cette phase (phase I) correspond à la période de prise de données dans la configuration d'origine du détecteur. Des mesures ont mis en évidence un taux d'environ 20 mBq/m³ de ²¹⁴Bi dans la chambre à fils du détecteur[48]. L'impact préjudiciable de ce bruit de fond sur l'analyse du signal de double désintégration bêta avec et sans émission de neutrino, et donc sur la sensibilité du détecteur sera abordé ultérieurement. Dans le courant de l'année 2004, s'inspirant de l'expérience Super-Kamiokande, la collaboration a mis en place un dispositif (*usine* anti-radon) pour réduire la contamination en radon de l'air ambiant autour du détecteur. Cet air purifié est injecté sous une tente étanche enveloppant le détecteur. Le taux de déclenchement a ainsi été réduit au taux moyen de 5,8 Hz. La phase II de prise donnée de l'expérience correspond à la période depuis l'installation du système anti-radon (10 octobre 2004) jusqu'à aujourd'hui avec en prévision de durer encore deux ans. Le tableau 2.4 regroupe les statistiques de la prise de données de ces deux phases.

⁴High Performance Storage System

Phase	Durée (s)	Taux de déclenchement (Hz)
I	31567104	7,5
II	85929448	5,8

TAB. 2.4 – Durée et taux de trigger moyen par phase d'acquisition.

2.10 La base de données de l'expérience

L'expérience utilise une base de données (NemoDB) pour stocker les informations environnementales et de fonctionnement de l'expérience pour l'analyse des données.

Cette base de données est enrichie régulièrement par :

- un statut de qualité par run,
- les paramètres des calibrations absolues des PM (gain, pedestal, calibration en temps ...),
- les paramètres des calibrations laser (corrections en temps et en énergie du calorimètre),
- le statut de fonctionnement par PM,
- les conditions de fonctionnement général du détecteur (état des hautes tensions, de la ventilation, des lasers ...),
- la mesure du taux de radon dans la chambre à fils.

NemoDB, basée sur la bibliothèque MySQL, est installée sur un serveur dédié au centre de calcul de Lyon. Elle est accessible au travers du réseau afin que le traitement des données puisse avoir accès aux paramètres stockés intéressant l'analyse (paramètres des abaques d'étalonnage).

2.11 Conclusion

La conception du détecteur NEMO-3 a été pensée dans l'objectif d'atteindre la meilleure sensibilité au processus $\beta\beta 0\nu$ pour les sources émettrices tant en assurant la possibilité d'identifier les bruits de fond.

Les simulations ont permis d'optimiser les blindages afin de s'affranchir des contaminations dues à l'environnement du détecteur. Les sources ont été mises en forme afin d'optimiser l'émission des électrons avec un minimum de perte d'énergie dans la feuille. Une bonne reconstruction de la trajectoire des particules chargées passe par la résolution transverse et longitudinale des cellules Geiger ($\sigma_t=0,6$ mm et $\sigma_l=0,3$ mm). De plus, le champ magnétique est réglé pour assurer que plus de 97% des e^+/e^- d' 1 MeV puissent être identifiés. Le dernier point critique pour la détection de deux électrons et la mesure de leur énergie est l'efficacité et la résolution du calorimètre. En moyenne la résolution en énergie pour un électron de 1 MeV est de 13 à 17 % avec un suivi inférieur à 2% et de 250 ps en temps. L'efficacité de reconstruction des événements de type $\beta\beta$ est de l'ordre de 10%.

Chapitre 3

Méthode d'analyse des données de NEMO-3

L'objectif de l'expérience NEMO-3 est de détecter des événements de double désintégration bêta sans émission de neutrino à la sensibilité nominale du détecteur ($T_{1/2} \simeq 10^{24-25}$ années). Par ailleurs, ses caractéristiques lui donne naturellement la possibilité de mesurer la période du processus de double désintégration bêta avec émission de neutrinos (sensibilité $T_{1/2} \simeq 10^{18-21}$ années).

La signature topologique la plus probable d'une décroissance $\beta\beta$ consiste en l'émission de deux électrons provenant de la source. Dans le cas d'une décroissance $\beta\beta 0\nu$, l'énergie totale déposée doit être égale à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$, convoluée par la résolution sur la mesure en énergie.

Les données brutes en sortie d'acquisition ne fournissent pas les informations topologiques et calorimétriques directement utiles à la sélection des événements : deux étapes de traitement des données sont nécessaires avant de pouvoir analyser les données, l'étalonnage et la reconstruction des traces.

L'étalonnage permet de calculer l'énergie, le temps de passage et la localisation tri-dimensionnelle d'une particule dans le détecteur. Les abaques permettant la reconstruction de ses grandeurs sont obtenues lors des périodes de calibration du détecteur. Dans un deuxième temps, un algorithme (*tracking*) se charge de reconstruire les trajectoires des particules chargées dans la chambre à dérive à partir des informations fournies par les cellules Geiger déclenchées.

Dans ce chapitre, nous présentons les outils et les méthodes de traitement adaptés aux données de NEMO-3 qui permettent d'extraire des informations tant sur la physique de la double désintégration bêta que sur les aspects bas bruit de fond de l'expérience.

3.1 Outils d'analyse

Le but des outils d'analyse est de permettre l'étude de processus physiques d'intérêt dans NEMO-3. Une approche homogène et intégrée est nécessaire pour assurer un traitement commun pour des données réelles et pour des données de simulation.

En 2005, le groupe NEMO du LPC Caen a fait le choix de développer un système d'analyse des données de NEMO-3 nommé NAT++ (Nemo Analysis Toolkit in C++). L'implémentation des structures de données et des algorithmes est basée sur une approche orientée objet ; couplée à une implémentation modulaire des composantes de bibliothèques, elle permet naturellement l'interfaçage avec des bibliothèques scientifiques externes (Gnuplot, ROOT, GSL¹, CLHEP,

¹Gnu Scientific Library

OpenScientist ...).

NAT++ est divisé en plusieurs *packages* qui ont chacun une tâche spécifique dans la chaîne d'analyse de données. Les étapes principales de l'analyse ont structuré l'organisation des packages qui se dérive ainsi :

- bibliothèques génériques :
 - **NemoTools** : outils génériques,
 - **NemoCuts** : librairie générique de gestion des coupures
- bibliothèques de base :
 - **N3GeomDef** : définition de la géométrie du détecteur NEMO-3,
 - **N3Event** : définition de la structure de l'événement (*event model*),
 - **N3IORoot** : gestion de l'écriture/lecture des données au format root,
 - **N3Db** : interface d'accès à la database (basée sur MySQL et serveur dédié hébergé au centre de calcul de Lyon),
- bibliothèques de reconstruction :
 - **N3Arc4se** : algorithmes de dégradation des événements de simulation pour tenir compte des conditions réelles de fonctionnement du détecteur (pannes, ...),
 - **N3Calib** : outils de calibration des événements (énergie, temps, géométrie),
 - **N3TrackLAL** : outils de reconstruction de traces (tracking),
- bibliothèques de visualisation :
 - **N3VisuOnx** : visualisation des événements basés sur OpenScientist[54],
 - **N3VisuToy** : visualisation basée sur Gnuplot[55],
- bibliothèques spécifiques :
 - **N3ToolsBox** : algorithme dédié à l'analyse de données (reconstruction des temps de vol, ...),
 - **N3Cut** : définition des coupures pour la sélection d'événements,
 - **N3Analysis** : création des histogrammes des observables pertinentes.

Ces outils sont gérés par un système de gestion de version centralisé (CVS/SVN)[53], ce qui permet une maintenance du code facilitée. De plus, ce système rend NAT++ accessible à tous les membres de la collaboration.

3.1.1 Lecture et écriture des données

Les fichiers de données expérimentales ou simulées sont constitués d'une liste d'événements. Chaque événement enregistre les informations spécifiques aux réponses des détecteurs touchés dans NEMO-3 (Cf. paragraphe 2.9). Le package N3IORoot permet de lire (ou d'enregistrer) les données des événements au format ROOT et les traduit automatiquement dans les termes du modèle d'événement défini dans le package N3Event. Cet outil permet de manière transparente d'accéder à des données brutes, simulées, calibrées et/ou reconstruites. Il est donc utilisé pendant toutes les étapes du traitement des données. Ce système permet de disposer d'un modèle d'événement commun pour tous les utilisateurs de NAT++.

3.1.2 Reconstructions des événements

Les données enregistrées par l'acquisition sont des temps et des amplitudes numérisées par les électroniques respectives des cellules de dérive et des photomultiplicateurs. L'analyse des phénomènes physiques demande une reconstruction des temps, des énergies et des positions des particules. Cette reconstruction se déroule en trois étapes :

1. la calibration du calorimètre permet de calculer les énergies et les temps de passage des particules à partir d'abaques,

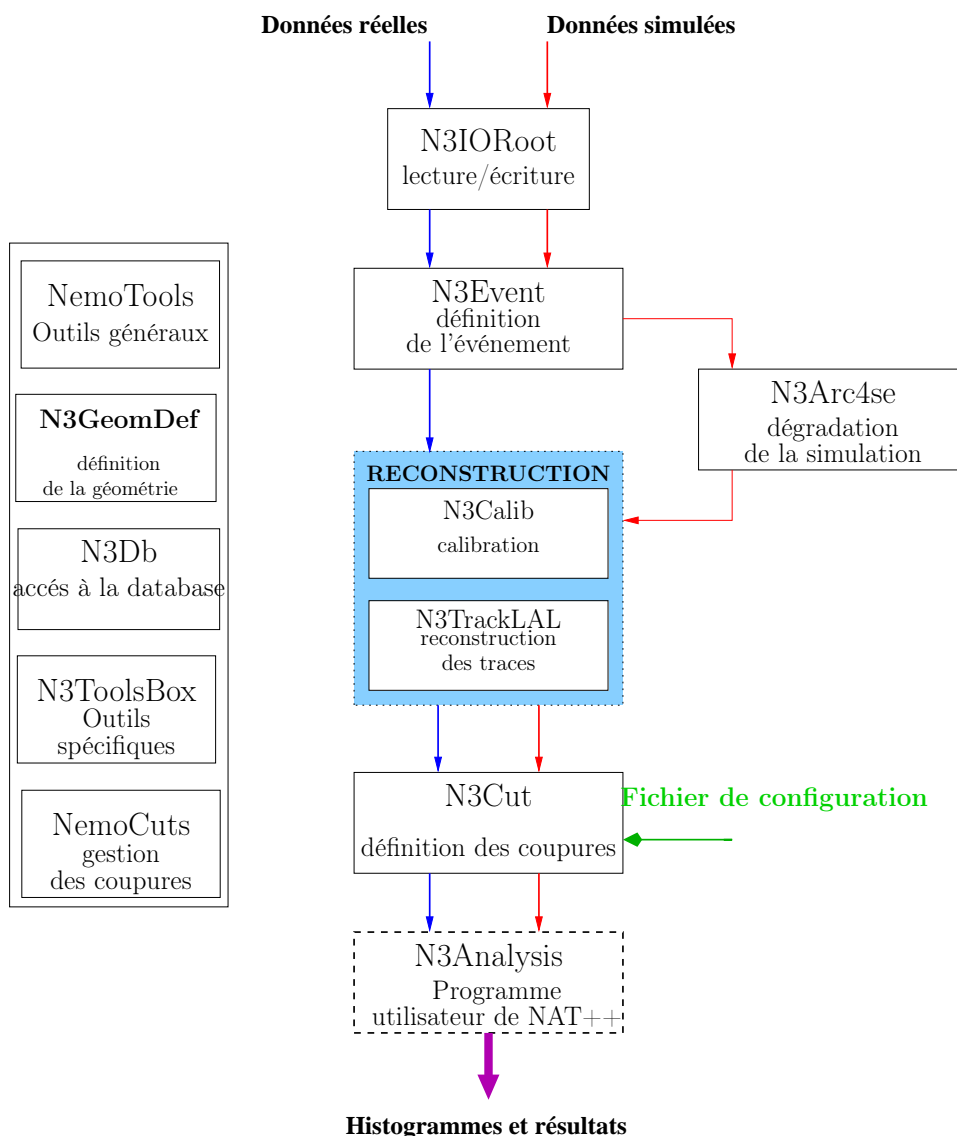


FIG. 3.1 – Flux d'utilisation de NAT++ par les données réelles et les données simulées.

2. la calibration de la chambre à fil permet de remonter à la position d'origine de l'avalanche électronique, ce qui correspond au point d'interaction de la particule chargée dans la chambre,
3. l'algorithme du *tracking* propose une reconstruction des traces de ces particules.

La calibration et la reconstruction des traces des événements sont confiées aux packages N3Calib et N3TrackLAL avec des accès à la base de données de NEMO-3 qui sont gérés par N3Db.

Calibration du calorimètre

Mesure de l'énergie La mesure de l'énergie déposée par les particules dans les scintillateurs plastiques s'effectue à partir des ADC enregistrés et d'abaques dont les paramètres sont extraits de la base de données de NEMO-3. On utilise les informations suivantes :

- le piédestal électronique des PM ($ADC_{\text{piédestal}}$, déterminé lors d'acquisitions dédiées quotidiennes),

- de 200 keV à 4 MeV, l'abaque d'étalonnage $E=f(\text{ADC})$ pour chaque PM est définie par une droite de pente α et d'ordonnée à l'origine β . Ces paramètres sont obtenus lors de la calibration absolue du calorimètre ($E = f(\text{ADC}) = \alpha \times (\text{ADC} - \text{ADC}_{\text{pedestal}}) + \beta$),
- au cours du temps, l'état de fonctionnement des photomultiplicateurs varie et le gain permettant de calculer l'énergie équivalente déposée par une particule change. La calibration relative fournit quotidiennement un facteur correctif du gain de chaque PM ($k_{\text{laser-correction}}$),
- en fonction de l'endroit où interagit la particule dans le scintillateur, le signal transmis au PM présentera une variation de 0% à 7%. Pour corriger cet effet, chaque face d'entrée de scintillateur est sectorisée de manière à lui associer un jeu de facteurs correctifs (SIC : *Super Impact Correction*).

Le calcul de l'énergie déposée s'effectue finalement par la relation suivante :

$$E = [\alpha \times k_{\text{laser-correction}} \times (\text{ADC} - \text{ADC}_{\text{pedestal}}) + \beta] / \text{SIC} \quad (3.1)$$

$$(3.2)$$

Le gain α est de l'ordre de 3 keV/canaux, le piédestal électronique est proche de 90 canaux et le β est d'environ 30 keV. Les corrections laser et les SIC sont de l'ordre de quelques pourcents (< 10 %).

La correction laser Un dispositif spécifique a été mis en œuvre pour permettre le suivi quotidien des gains de l'ensemble des PM du calorimètre de NEMO-3.

La valeur du gain d'un PM au cours du temps est définie par le produit du gain de ce PM à un instant de référence avec un facteur de correction :

$$\alpha_t^{PM_i} = \alpha_0^{PM_i} \times k_{\text{corr}}$$

avec

- $\alpha_0^{PM_i}$ le gain du i^e photomultiplicateur à l'instant 0. Si l'on ne prend pas en compte le piédestal, le gain est défini par

$$E_{0-\text{laser}}^{PM_i} = \alpha_0^{PM_i} \cdot C_{0-\text{laser}}^{PM_i}$$
 Cette relation permet d'obtenir le gain d'un des PM de NEMO-3 à partir de l'énergie (en keV) laissée par la lumière laser durant la calibration absolue.
- $\alpha_t^{PM_i}$ le gain du i^e photomultiplicateur à l'instant t.

$$E_{t-\text{laser}}^{PM_i} = \alpha_t^{PM_i} \cdot C_{t-\text{laser}}^{PM_i}$$
 Cette relation est obtenue pour chaque PM de NEMO-3 à chaque calibration relative.
- k_{corr} est le facteur de correction de la dérive du gain entre deux calibrations absolues

L'évolution de la réponse d'un PM est contrôlée et mesurée au moyen d'impulsions de lumière laser normalisées. Avec le même laser, il est possible de suivre l'évolution de la réponse de tous les PM. Le facteur de correction du gain d'un PM au cours du temps peut être réécrit tel que :

$$k_{\text{corr}} = \frac{E_{t-\text{laser}}^{PM_i}}{E_{0-\text{laser}}^{PM_i}} \cdot \frac{C_{0-\text{laser}}^{PM_i}}{C_{t-\text{laser}}^{PM_i}} \quad (3.3)$$

Le rapport des valeurs des ADC est obtenu à partir du rapport des positions des maxima des pics de la lumière laser dans chaque photomultiplicateur. L'évolution de l'énergie du laser est mesurée par la calibration systématique des PM de référence avec les γ des sources de ^{207}Bi .

L'énergie du laser dans un PM de référence au cours du temps s'obtient par la relation entre le gain du PM de référence et la valeur du canal du maximum du pic laser dans le même

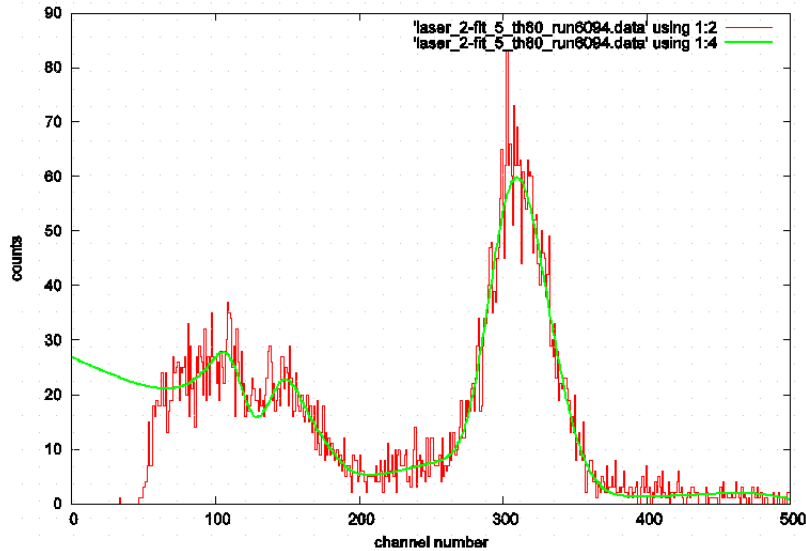


FIG. 3.2 – Ajustement des paramètres de calibration des PM de référence avec les sources de ^{207}Bi . L'histogramme rouge représente les données issues des PM de référence, et la courbe verte représente la fonction paramétrée qui reproduit le spectre des données. La fonction est ajustée avec trois pics photoélectriques et trois plateaux Comptons. Les raies K et L à 976 keV et 1048 keV sont combinées dans le pic aux alentours de 300 canaux, et les raies K et L à 482 keV et 555 keV sont vers 100 canaux.

PM de référence : $E_{t-laser}^{PM_{ref}} = \alpha_t^{PM_{ref}} \times C_{t-laser}^{PM_{ref}}$. Ainsi le rapport des énergies laser entre deux calibrations absolues peut s'écrire :

$$\frac{E_{t-laser}^{PM_i}}{E_{0-laser}^{PM_i}} = \frac{\alpha_t^{PM_{ref}} \times C_{t-laser}^{PM_{ref}}}{\alpha_0^{PM_{ref}} \times C_{0-laser}^{PM_{ref}}}$$

Le facteur de correction du gain d'un PM de NEMO-3 peut s'écrire :

$$k_{corr} = \frac{\alpha_t^{PM_{ref}} \times C_{t-laser}^{PM_{ref}}}{\alpha_0^{PM_{ref}} \times C_{0-laser}^{PM_{ref}}} \times \frac{C_{0-laser}^{PM_i}}{C_{t-laser}^{PM_i}}$$

La stabilité d'un photomultiplicateur est contrôlée par la mesure de l'écart entre la correction laser et l'évolution moyenne du gain entre deux calibrations absolues. Si cet écart est supérieur à 3%, le PM est identifié comme instable pour la période considérée. Ce système permet donc en principe, non seulement d'appliquer une correction de gain quotidienne mais aussi de contrôler la stabilité des compteurs et donc potentiellement de pouvoir rejeter des événements dont une bonne mesure en énergie n'est pas garantie.

Facteur de correction dû à l'impact La transmission de la lumière de scintillation dépend du point d'impact de la particule incidente sur le scintillateur. Une fois que la trajectoire de la particule chargée est reconstruite, l'information de ce point d'impact est connue ($\sigma_R \approx 0,3$ cm, $\sigma_Z \approx 0,2$ cm).

Les données de calibrations ayant permis de déterminer les facteurs de correction correspondant à plusieurs zones de la surface des scintillateurs (PM 3" : $3 \times 3 = 9$ zones et PM 5" : $5 \times 5 = 25$ zones), il est possible d'appliquer cette correction effective sur l'ensemble des scintillateurs (correction inférieure à 7%).

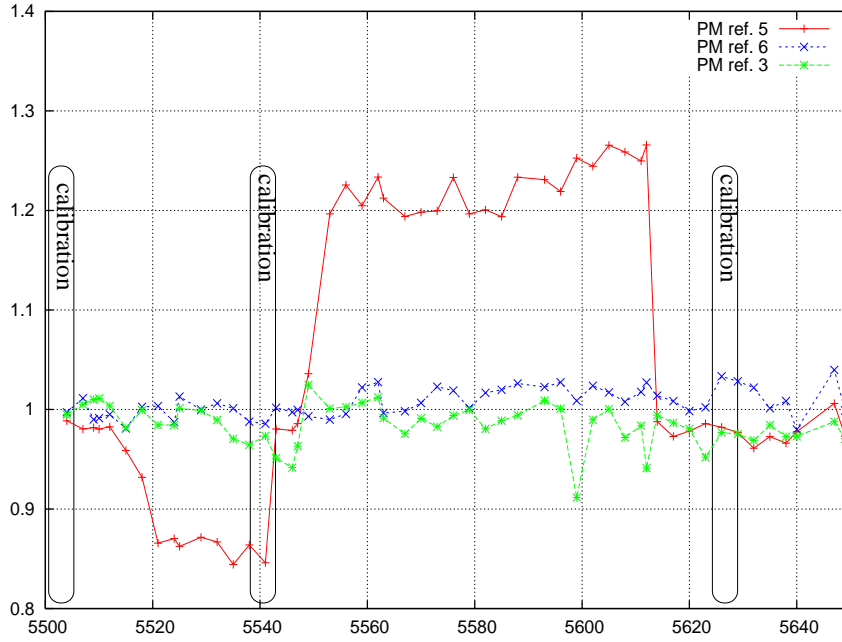


FIG. 3.3 – Évolution du gain du PM numéro 100 entre janvier et mars 2007 avec 3 des PM de référence.

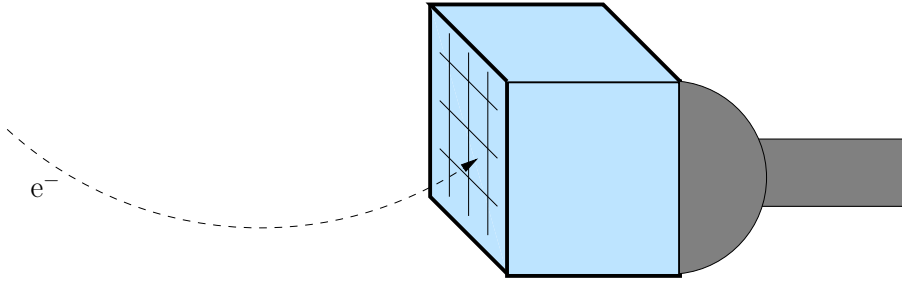


FIG. 3.4 – Représentation des zones à la surface des scintillateurs menant aux SIC.

Reconstruction en temps La détermination du temps physique de passage de la particule dans le scintillateur s'effectue à partir du TDC, de paramètres propres aux compteurs et de facteurs correctifs stockés dans la base de données. Avec ces informations, la reconstruction en temps des compteurs du calorimètre s'effectue en quatre étapes :

- La résolution en temps du compteur fournit le facteur de calibration de 0,053 ns par canal.

$$t(TDC) = TDC \times 0,053 \quad \text{ns}$$

- Chaque compteur du calorimètre a son propre temps de réponse dû à la géométrie du scintillateur, du guide de lumière et de la longueur du câble entre le détecteur et l'électronique d'acquisition (Cf. figure 3.5). La corrélation temporelle de chaque compteur nécessite un alignement qui est effectué lors de la calibration avec la source de ^{60}Co (Cf. section 2.5.1). Lorsque deux électrons émis simultanément atteignent deux compteurs différents, la mesure en temps doit permettre de calculer l'instant de l'émission des particules. On peut remonter à cette information par l'équation suivante :

$$\begin{aligned} TOF_1 + TDC_1 \times 0.053 + \varepsilon_1 &= TOF_2 + TDC_2 \times 0.053 + \varepsilon_2 \\ \varepsilon_{1-2} &= (TOF_1 + TDC_1 \times 0.053) - (TOF_2 + TDC_2 \times 0.053) \end{aligned}$$

Sachant que TOF_{1-2} sont les temps de vol théoriques des électrons de la source jusqu'aux compteurs, les TDC_{1-2} sont les temps mesurés et ε_{1-2} sont les facteurs correctifs du retard respectif des compteurs 1 et 2.

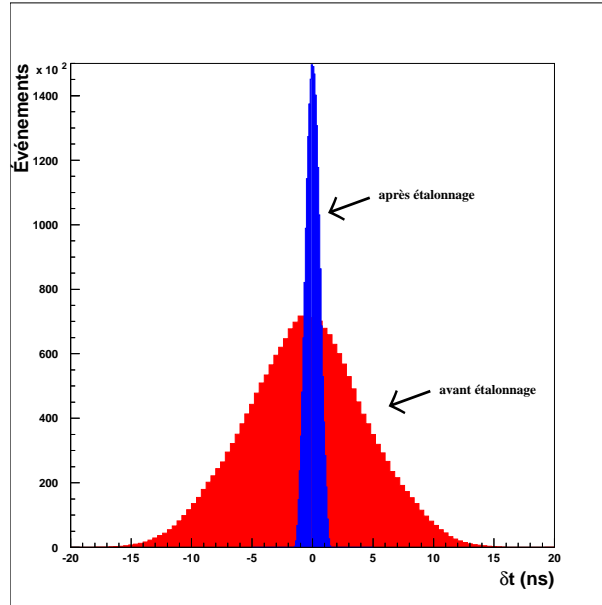


FIG. 3.5 – Représentation de la différence en temps mesurée entre deux scintillateurs touchés simultanément. La moyenne quadratique de l'écart en temps entre les compteurs passe de 5,12 ns avant alignement à 0,66 ns après correction. Le spectre rouge représente cet écart sans les corrections dues à la géométrie des compteurs. L'alignement est appliqué pour le spectre bleu.

- La mesure en temps de chaque PM commence lorsque le front de montée du signal franchit le seuil en énergie. Cette méthode implique une corrélation du TDC enregistrée avec l'amplitude du signal (Cf. figure 3.6).

Une paramétrisation du facteur correctif (p_i sont ces paramètres) est effectuée lors des calibrations absolues pour rendre compte de cette dépendance :

$$time_corr(ADC) = p_1 - \frac{p_2}{p_3 \times \sqrt{ADC} + p_4}$$

- Les calibrations absolues et relatives permettent de prendre en compte quotidiennement les variations des fonctions de réponse des PM. Le suivi laser de la réponse en temps des PM est basé sur le même principe que l'alignement en temps des compteurs[58].

Une fois effectués la calibration, l'alignement en temps et la correction temps-énergie, un PM donné doit mesurer le même écart en temps de vol avec la lumière laser (TOF_{laser}), ce qui s'exprime par la relation suivante :

$$TDC \times 0.053ns - \varepsilon - time_corr(ADC) + TOF_{laser} = constante$$

Après avoir imposé que la lumière mette toujours le même temps à arriver au PM et que le paramètre ε est constant, les variations de réponses du PM s'expriment par les variations du facteur :

$$TDC \times 0.053ns - time_corr(ADC)$$

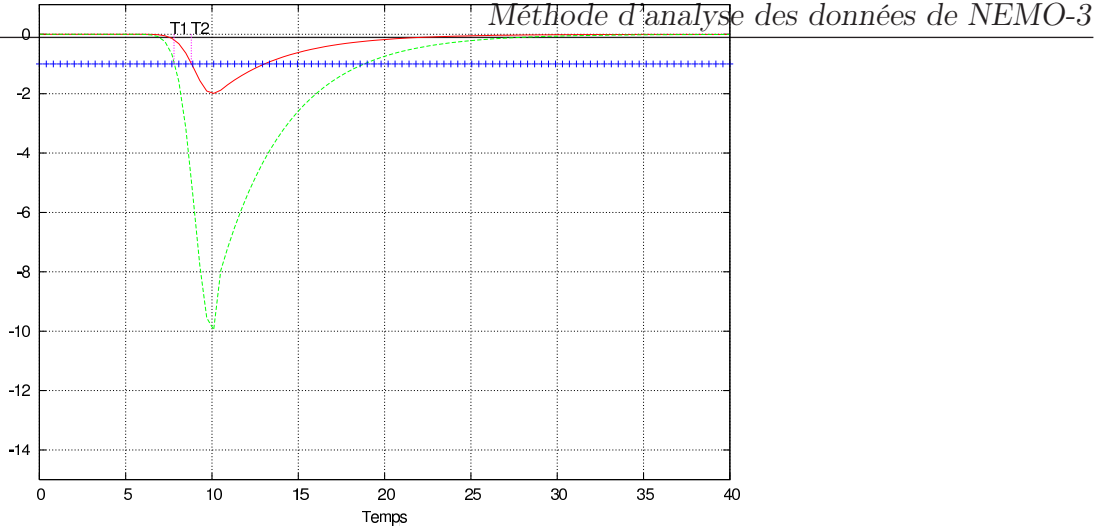


FIG. 3.6 – Dépendance du temps mesuré en fonction de l’amplitude du signal. La ligne bleu représente le seuil de déclenchement de l’acquisition. Le temps est mesuré dès que le signal dépasse le seuil. Plus le signal est intense, plus la mesure en temps est déclenchée rapidement.

L’écart entre cette valeur et un état de référence du détecteur (run #1404) est appelé LTC (Laser Time Correction).

$$LTC = [TDC \times 0,053 - time_corr(ADC)]_{run\#X} - [TDC \times 0.053 - time_corr(ADC)]_{run\#1404}$$

Le temps de passage d’une particule dans un PM après corrections peut être calculé par la formule suivante :

$$t(TDC) = TDC \times 0,053ns - \varepsilon - time_corr(ADC) - LTC \quad (3.4)$$

Reconstruction des trajectoires des particules chargées

Localisation des particules chargées Lorsqu’une particule chargée traverse la chambre, elle déclenche les cellules de dérive sur son passage. Chaque cellule déclenchée fournit des coordonnées tri-dimensionnelles.

Le temps anodique permet de préciser les coordonnées de l’origine de l’avalanche électronique dans la cellule (vitesse d’avalanche : $1 \text{ cm}/\mu\text{s}$). Le front de montée rapide du signal anodique donne le temps t_{anode} de l’avalanche primaire. La relation d’étalonnage $R(t_{anode})$ [56] (Cf. figure 3.7) permet de remonter au rayon transverse de passage de la particule. La coordonnée en z est obtenue à partir des temps que mettent les plasmas à atteindre les extrémités des cellules (vitesse de dérive des plasma : $7 \text{ cm}/\mu\text{s}$).

Reconstruction de la trace À partir des coordonnées du point d’interaction des particules chargées avec les cellules de dérive, l’algorithme de tracking se charge de reconstruire les trajectoires.

La première étape du processus cherche à identifier des agrégats spatio-temporels de cellules (automate cellulaire). On dessine ainsi des chaînes radiales de cellules touchées qui constituent le support de reconstruction des trajectoires des particules chargées.

La seconde étape consiste à ajuster dans le plan transverse du détecteur des arcs de cercle aux cellules des agrégats candidats. Un processus similaire est utilisé pour ajuster des trajectoires rectilignes projetées dans le plan vertical.

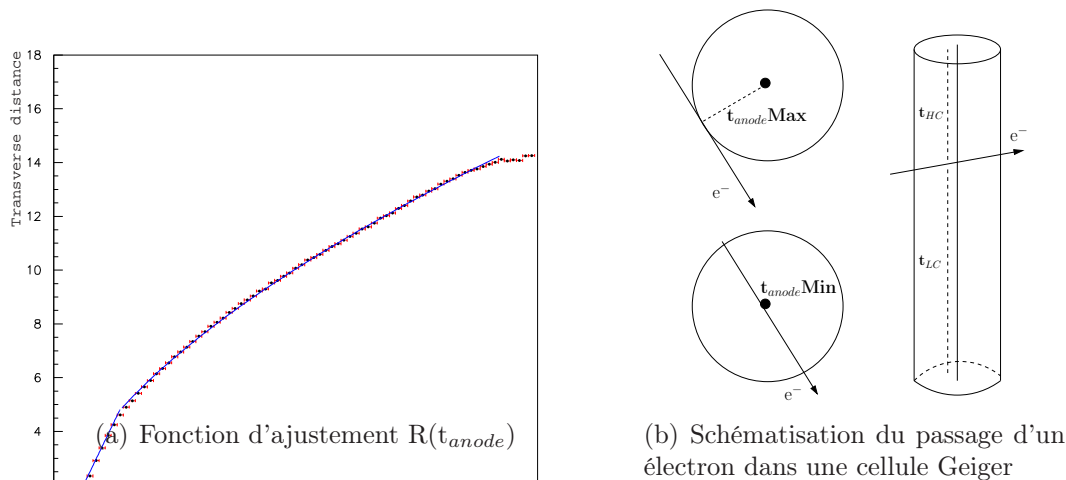


FIG. 3.7 – Reconstruction des coordonnées du passage d'une particule chargée dans une cellule Geiger.

Ces paramétrisations sont basées sur la forme des trajectoires attendues pour des électrons dans la chambre de NEMO-3. Elles permettent d'extrapoler les points d'intersection des trajectoires avec la feuille source (le vertex potentiel) et avec le scintillateur (impact sur le calorimètre).

Cette reconstruction est effectuée pour deux classes de particules : les particules dites *promptes* dont le déclenchement est synchrone avec le calorimètre et les particules dites *retardées* dont la trace est mesurée dans un délai de $700 \mu\text{s}$ après le trigger. L'interprétation des traces *retardées* n'est préférentiellement pas la même que celle des électrons *prompts* issus des décroissances $\beta\beta$ recherchées. En effet, ce mode de mesure des traces retardées a été conçu afin d'identifier les α du processus de décroissance de la cascade ^{214}Bi - ^{214}Po . Dans ce cas et conformément à la topologie attendue des α , les traces sont ajustées par des droites courtes sans recherche systématique de point d'interaction avec les murs de calorimètre.

À l'issue de cet algorithme, le modèle d'événement est enrichi des informations de calibration et de *tracking* :

- La partie concernant les scintillateurs sont :
 - **ENES** l'énergie calculée à partir des abaques et de l'ADC,
 - **TIMES** le temps physique obtenu à partir du TDC,
 - **SIGENES** l'erreur sur l'énergie,
 - **SIGTIMS** l'erreur sur le temps,
- Pour chaque cellule Geiger est ajoutée une information :
 - **ITR** l'index de la trace à laquelle est associée la cellule Geiger,
- Un nouvel élément est ajouté pour les traces promptes :
 - **LSTART** le numéro du premier plan de fil associé à la trace,
 - **LEND** le numéro du dernier plan de fil associé à la trace,
 - **NLAYER** nombre de plan de fil associé à la trace,
 - **(X,Y,Z)-VE** vertex de la trace sur la source,
 - **ISC** index du scintillateur associé à la trace,
 - **(X,Y,Z)-SCIE** vertex de la trace sur le calorimètre,
 - **(A,B,R)-CIRC** coordonnées de l'arc de cercle représentant la trace dans le plan (X,Y),

- **(A,B)-LINE** coordonnées de la droite dans le plan (R,Z),
- **TRLEN** longueur de la trace (cm).

3.1.3 Méthode de sélection

Le package N3Cut regroupe toutes les coupures aidant à la sélection de canaux d'analyse liés à l'étude de processus physiques. Les sélections sont faites sur des méta-données calculées avec le package N3ToolsBox (Esum : énergie totale déposée par événement) ou directement sur les variables enregistrées (Nscin : sélection sur la multiplicité des PM déclenchés).

La signature attendue de chaque processus dans le détecteur permet d'optimiser des critères de sélection afin de maximiser l'efficacité de mesure tout en optimisant le rapport signal sur bruit au regard des contaminations attendues dans le canal concerné.

Ainsi la contamination interne en ^{208}Tl sera mesurée par l'observation des événements avec un électron et deux γ , ce canal d'analyse est tout particulièrement optimisé pour cette mesure. Il est à noter que le ^{214}Bi peut contribuer significativement dans ce canal. Mais une coupure sur l'énergie totale déposée ($E_{tot} > 3 \text{ MeV}$) permet de supprimer cette contribution (Cf section 4.4.2).

3.2 Description des observables pour l'étude des bruits de fond

La particularité de la technologie *tracko-calor* utilisée par NEMO-3 est son potentiel à identifier la nature et l'origine des événements. NEMO-3 mesure sa propre contamination par l'étude de topologies propres aux canaux de décroissance des bruits de fond. Dans ce paragraphe, nous allons présenter les critères d'identification des particules utilisés dans cette analyse à partir des informations stockées dans le modèle d'événement. À partir de cette capacité à identifier les particules, nous allons établir des canaux d'analyse permettant d'étudier les désintégrations des isotopes responsables du bruit de fond de l'expérience (^{214}Tl , ^{208}Tl , ...).

3.2.1 Définition topologique d'une particule

La combinaison des informations fournies par la chambre à fils et le calorimètre permet d'identifier les particules suivantes :

- des électrons et des positrons,
- des gammas,
- des alphas,
- et plus marginalement des muons.

Chacune de ces particules est identifiée par une liste de critères caractéristiques.

Cas des électrons et des positrons : Un électron est défini par une trace traversant la chambre à fils associée à un scintillateur plastique. Pour justifier d'une bonne reconstruction en temps et en énergie, cette particule doit déposer plus de 200 keV dans le scintillateur plastique. Cette trace doit être de courbure négative si sa trajectoire est définie comme allant de la source vers le calorimètre et positive si l'électron va du calorimètre vers la feuille source. La définition d'un positron sera la même, en inversant la courbure de la trace reconstruite. Notons que la définition de la particule dépend de l'interprétation du sens de la trajectoire observée qui ne peut être garantie que si l'on dispose d'une information en temps de vol complète.

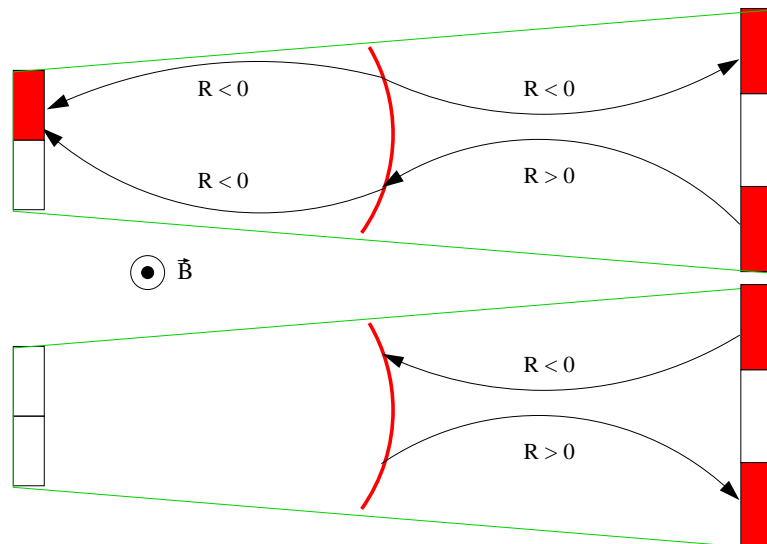


FIG. 3.8 – Représentation schématique des topologies des électrons et des positrons dans NEMO-3.

Cas des gammas : Les gammas ne sont pas détectés dans la chambre à fils, seul le calorimètre est éventuellement sollicité (50% de probabilité d'interaction pour un γ de 1 MeV).

Un gamma est identifié par un élément du calorimètre ayant dépassé le seuil de déclenchement et sans être associé géographiquement à aucune trace de la chambre (pas d'impact trace/scintillateur). Afin d'exclure des cas d'auto-déclenchement des PM, un dépôt d'énergie minimal de 200 keV est requis.

Cas des alphas : Une particule α est définie par une trace rectiligne et courte (longueur max. : 40 cm pour des α de 8 MeV dans le gaz). Il n'est pas nécessaire que cette particule interagisse avec le calorimètre. Cette particule peut être prompte comme retardée (Cf. figure 3.9).

Cas des muons : Avec une énergie moyenne de 300 GeV, les muons déposent $3,5 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^{-1}$ dans le polystyrène[60]. Il suffit qu'un tel muon traverse environ 3 cm de scintillateur pour saturer la dynamique de l'électronique du calorimètre ($\text{ADC}_{max} \simeq 12 \text{ MeV}$). Typiquement, un muon traversant le détecteur sera observé sous la forme d'une trace rectiligne traversant le détecteur de part en part en saturant les PM (Cf. figure 3.10).

3.2.2 Définition temporelle d'un événement

Pour certains canaux d'analyse, l'interprétation non-ambigüe de la topologie des particules dans NEMO-3 nécessite une analyse en temps de vol. Un cas concret est présenté sur la figure 3.11. Les traces observées dans la chambre peuvent être interprétées de deux façons : soit deux particules distinctes sont émises de la source vers les scintillateurs plastiques, c'est la définition de *l'hypothèse interne* ; soit une même particule traverse le détecteur en diffusant sur la source, c'est *l'hypothèse externe*.

Afin de déterminer l'origine d'un tel événement, il faut comparer les temps de vol relatifs des particules avec les prédictions calculées à partir des hypothèses internes et externes. Le calorimètre permet de connaître les temps de passage ($t_{1,mes}$ et $t_{2,mes}$) des particules dans les scintillateurs plastiques. Ainsi $\delta t_{mes} = t_{1,mes} - t_{2,mes}$ correspond au temps de vol.

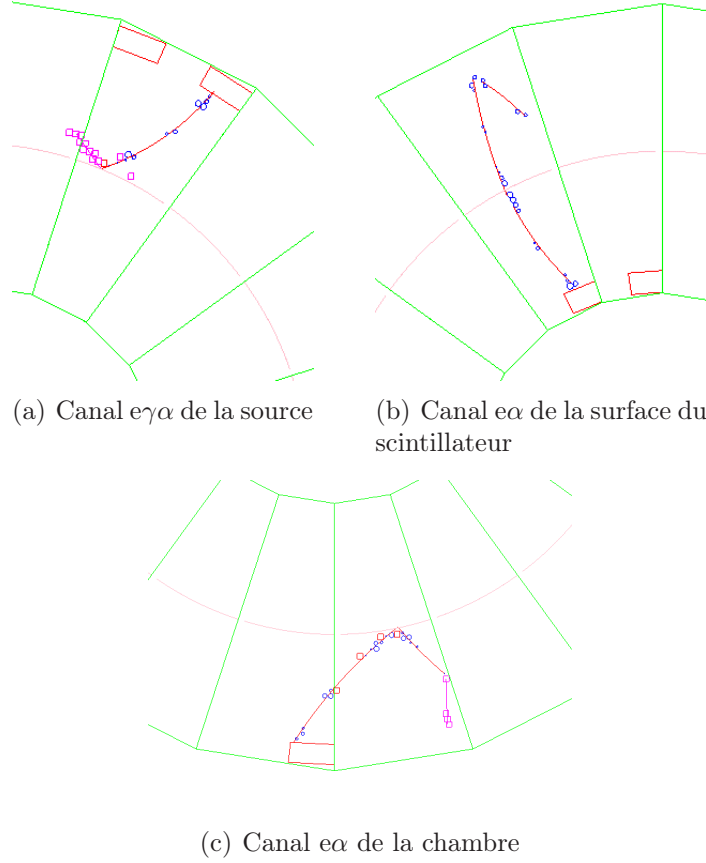


FIG. 3.9 – Topologies caractéristiques des canaux électron- γ - α prompt et retardé.

Par ailleurs, cette grandeur δt peut être calculée à partir de l'énergie (β_i) des particules et de la longueur du trajet (l_i) qu'elles ont parcourue dans la chambre tel que :

$$t_{i-cal} = \frac{l_i}{\beta_i c}$$

$$\beta_i = \begin{cases} \frac{\sqrt{E_i(E_i+2m_0c^2)}}{E_i+m_0c^2} & \text{si la particule est un électron} \\ 1 & \text{si la particule est un gamma} \end{cases}$$

Avec m_0 la masse de l'électron au repos.

t_{i-cal} peut être calculé suivant les hypothèses internes ou externes :

1. Dans le cas de l'hypothèse interne, les distances l_i correspondent à la longueur des trajectoires données par le tracking. E_i , les énergies cinétiques sont calculées à partir des énergies déposées par les particules dans les scintillateurs corrigées des pertes dans la chambre à fils, la source et le mylar aluminisé.

$\delta t_{I,cal} = t_{1,cal} - t_{2,cal}$ est le temps de vol calculé dans l'hypothèse interne.

2. Pour l'hypothèse externe, le calcul peut être fait selon deux scénarios. La particule vient du scintillateur 1 vers le scintillateur 2 ou le cas contraire (2 vers 1). Dans les deux cas, la longueur l_i est la somme des longueurs des trajectoires données par le tracking et l'énergie cinétique est obtenue en corrigeant l'énergie du scintillateur d'origine de la particule des pertes totales dans la chambre et la source.

$\delta t_{E,cal} = t_{1,cal} + t_{2,cal}$ est le temps de vol calculé avec l'hypothèse externe.

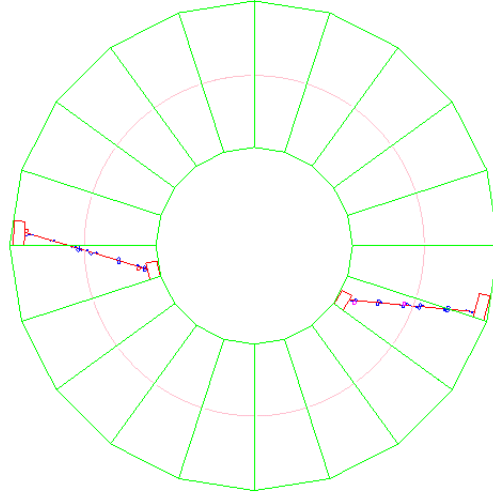


FIG. 3.10 – Candidat muon dans NEMO-3 (run : 3171, événement : 87878). Trajectoire traversante associée à des PM saturés par le passage de la particule.

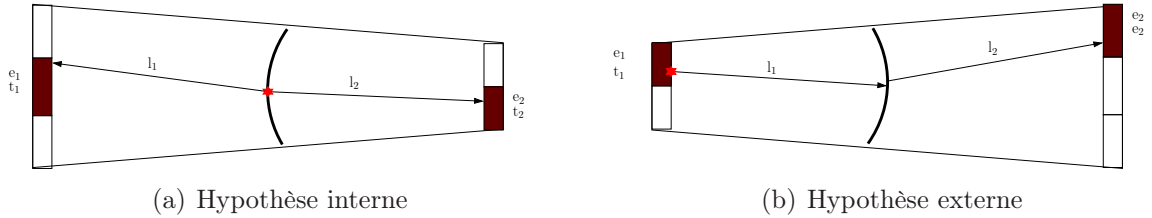


FIG. 3.11 – Schématisation de deux particules chargées traversant la chambre à dérive de NEMO-3. Le point rouge représente le vertex de génération des électrons.

Lorsque l'hypothèse interne est correcte, la différence $\delta t_{mes} - \delta t_{I,cal}$ est proche de zéro. Au contraire, lorsque l'hypothèse externe est la plus justifiée, la valeur $\delta t_{mes} - \delta t_{E,cal}$ est proche de zéro.

Le χ^2 reflète la pertinence de l'hypothèse testée, il est défini tel que :

$$\chi_{I/E}^2 = \frac{\delta t_{mes} - \delta t_{I/E,cal}}{\sigma_{mes}^2 + \sigma_{I/E,cal}^2}$$

où σ_{mes} correspond à l'erreur sur les différences de temps de vol.

La probabilité pour que l'hypothèse testée soit correcte est donnée par :

$$P_i(\chi) = \int \frac{dN}{d\chi_i^2} d\chi_i^2$$

Les simulations des événements externes/internes ont permis de définir les critères présentant un compromis correct entre une bonne réjection des bruits de fond et une efficacité accrue de détection des événements $\beta\beta$.

3.2.3 Sélection des canaux d'analyse

Le but de cette analyse de données est de mettre en place des critères de sélection afin d'isoler le plus purement possible chaque contamination. La simulation est utilisée pour optimiser l'efficacité de sélection du signal de contamination tout en assurant une discrimination

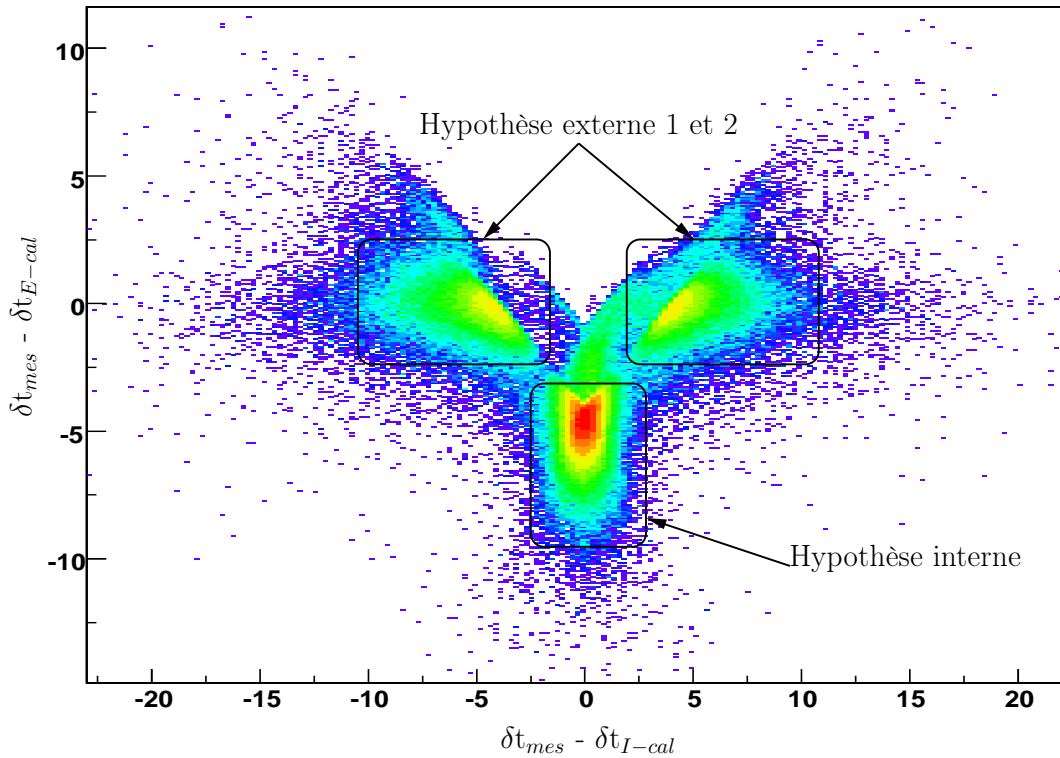


FIG. 3.12 – Représentation des écarts entre les temps de vols mesurés et calculés dans les hypothèses internes/externes. Lorsque $\delta t_{I,cal} = t_{1,cal} - t_{2,cal}$ est égale à zéro, l'événement est d'origine interne. L'événement peut être considéré comme externe si $\delta t_{E,cal} = t_{1,cal} + t_{2,cal}$ est proche de zéro.

maximale aux bruits de fond. Chaque processus de désintégration radioactive a une signature spécifique et définie par un canal d'analyse dans NEMO-3. Toutefois un canal est généralement alimenté par plusieurs contaminations différentes.

Dans ce paragraphe sont présentés les canaux d'analyse les plus utilisés pour l'étude des contaminations radioactives des feuilles sources et des différents éléments du détecteur.

Événements *internes*

Lors de la recherche du signal $\beta\beta 0\nu$, les principales sources de bruit de fond proviennent des feuilles sur lesquelles sont déposées les sources $\beta\beta$. Ces contaminations sont la source des événements internes.

Événements à deux électrons *internes* (ee_{int}) La bibliothèque d'analyse implémente un dictionnaire de coupures typiques pour l'étude des différents processus intéressant l'analyse de données. Les événements candidats $\beta\beta$ sont sélectionnés au moyen des critères suivants :

- un événement est composé de deux électrons provenant d'une même source $\beta\beta$,
- les vertex des électrons sont distants de moins de 4 cm en R et en Z,
- les particules chargées qui ont déclenché les plans de fil sont proches des feuilles sources et des murs du calorimètre,
- aucun cluster de cellules retardées n'est identifié à proximité du vertex des électrons,

- les électrons qui déposent leur énergie dans deux compteurs ne sont pas adjacents pour éviter le *crossstalk* de lumière dans les scintillateurs,
- les particules chargées doivent entrer dans le block de scintillateur plastique par la face d'entrée pour assurer une bonne reconstruction de l'énergie,
- les photomultiplicateurs déclenchés ne doivent pas se situer sur la rangée des pétales la plus proche des sources pour garantir une bonne reconstruction de la courbure de la trace,
- les cellules Geiger proches du vertex d'émission et du point d'impact doivent avoir contribué à la trace candidate,
- le statut des PM au moment de l'événement (extrait de la base de données) doit indiquer un bon fonctionnement du compteur,
- l'énergie déposée par particule doit être supérieure à 200 keV afin d'assurer une bonne résolution temporelle de l'événement,
- la probabilité que le temps de vol des électrons soit compatible avec une hypothèse interne doit être supérieure à 4%,
- de même, la probabilité de l'hypothèse externe doit être inférieure à 1%.

Événements à un électron et un gamma ($e\gamma$) L'étude d'une partie des bruits de fond est effectuée par le canal électron-gamma défini par :

- une trace d'un électron provenant de la source vers le calorimètre,
- un γ est signé par un scintillateur isolé ayant déclenché,
- l'électron a déclenché les plans de fil proches des feuilles sources et des murs de calorimètre,
- l'énergie déposée par l'électron et par le γ doit être supérieure à 200 keV afin d'assurer une bonne résolution en temps et en énergie de chaque particule.

Sur le même modèle, un autre canal d'intérêt peut être défini avec un électron et deux gammas provenant de la source. L'utilisation de ces canaux d'analyse sera développée dans les chapitres suivants.

Événements à un électron et un alpha ($e\alpha$) Nous verrons par la suite l'intérêt de ce canal très spécifique. Ces événements sont définis par :

- une trace d'un électron provenant de la source vers le calorimètre,
- un α est identifié par un cluster de cellules retardées,
- les vertex des deux traces sont distants de moins de 4 cm en R et en Z,
- l'électron a déclenché les plans de fil proches des feuilles sources et des murs de calorimètre,
- l'énergie déposée par l'électron doit être supérieure à 200 keV afin d'assurer une bonne résolution en énergie de l'événement

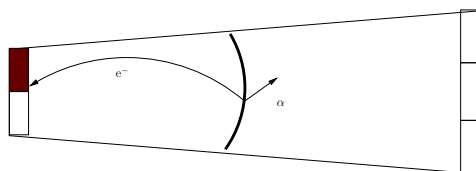


FIG. 3.13 – Représentation schématique d'un événement électron-alpha. Lorsque la particule alpha identifiée est retardée, elle caractérise une contamination en ^{214}Bi .

Ce type d'événement est la signature présentant le meilleur rapport signal sur bruit pour la mesure de la contamination en BiPo^{214} sur les feuilles sources. Il n'y a aucune contrainte temporelle à moins d'étudier ces décroissances avec des γ de déséxcitation accompagnant la décroissance β du ^{214}Bi .

Événements *externes*

Le détecteur est une source importante de gammas externes contribuant au bruit de fond du processus $\beta\beta$. Ces gammas interagissent principalement par effet Compton dans les différents éléments du détecteur (source, scintillateur, ...). Ce travail a permis de mettre en place des canaux spécifiques à l'étude du bruit de fond externe.

Événements à un électron traversant Le canal à un électron traversant (OCE - One Crossing Electron) permet de sonder le bruit de fond d'origine externe. La sélection de ces événements s'effectue par :

- la trace d'un électron provenant du calorimètre vers la source puis d'une deuxième trace de la source vers le calorimètre
- les vertex des deux traces sont distants de moins de 4 cm en R et en Z,
- les particules chargées qui ont déclenché les plans de fil proches des feuilles sources et des murs de calorimètre
- aucun α identifié à proximité des vertex,
- les deux compteurs doivent être distincts et distants et sur les murs externes,
- L'énergie déposée par particule doit être supérieure à 200 keV afin d'assurer une bonne résolution temporelle de l'événement
- La probabilité que le temps de vol des électrons soit compatible avec une hypothèse externe doit être comprise entre 4% et 100%
- De même, la probabilité de l'hypothèse interne doit être inférieure à 1%

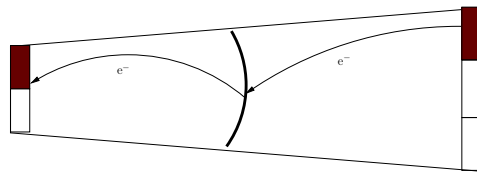


FIG. 3.14 – Représentation schématique d'un événement de type OCE.

Ce canal d'analyse sélectionne : des électrons produits dans les derniers millimètres par l'interaction d'un γ avec la matière et des β émis par une contamination à la surface des scintillateurs plastiques du calorimètre. Ainsi plusieurs contaminants sont mesurés par le même canal d'analyse.

Événements à un gamma externe ($e\gamma_{ext}$) L'étude des bruits de fond externes est également efficace avec un gamma externe qui interagit avec un scintillateur pour ensuite interagir dans les feuilles sources et produire ainsi un électron émis dans la chambre. Nous verrons par la suite comment ces événements sont une sonde des contaminants localisés à l'extérieur de la chambre.

La sélection de ces événements est définie par les critères suivants :

- un électron allant de la source vers le calorimètre en coïncidence avec un gamma,
- l'électron déclenche les plans de fil proches des feuilles sources et des murs du calorimètre,
- aucun α identifié à proximité des vertex,
- les deux compteurs doivent être distincts et distants et sur les murs externes,
- les énergies déposées par les particules doivent être supérieures à 200 keV afin d'assurer une bonne résolution temporelle de l'événement,

- la probabilité que le temps de vol de l'électron et du gamma soit compatible avec une hypothèse externe doit être supérieure à 4%,
- la probabilité de l'hypothèse interne doit être inférieure à 1%.

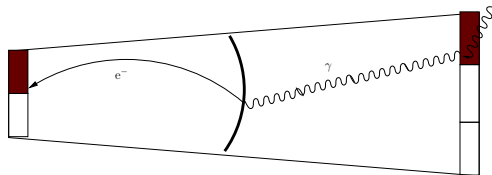


FIG. 3.15 – Représentation schématique d'un événement électron-gamma externe.

Ces deux canaux d'analyse permettent de mesurer les contaminations externes conduisant à l'émission de γ en provenance de l'extérieur de la chambre.

3.3 Programme de simulation

La collaboration NEMO utilise un programme de simulation du dispositif expérimental. L'objectif est d'étudier l'impact des bruits de fond dans l'expérience, d'optimiser les canaux d'analyse, d'estimer les efficacités et d'éventuellement explorer des hypothèses exotiques.

Ce programme permet de :

- reproduire la géométrie du détecteur,
- générer la cinématique des processus étudiés ($\beta\beta$, radio-contamination),
- simuler le transport des particules dans le dispositif,
- reproduire la réponse du détecteur,
- mettre en forme la réponse de détecteur en conformité avec les informations fournies par l'acquisition de NEMO-3,

Le groupe de l'IPHC² a développé le programme de simulation NEMOS. Ce programme écrit en Fortran utilise le générateur d'événements (GENBB) développé au sein de la collaboration[49], la bibliothèque GEANT 3 pour la modélisation géométrique et la propagation des particules, la description de la géométrie s'appuyant sur l'interface EUCLID-GEANT. Le taux typique de génération d'événement simulé est de $\approx 7.10^6$ événements générés par heure.

3.3.1 Processus pris en compte par le générateur

Le générateur *GENBB* reproduit :

- les décroissances des isotopes émetteurs $\beta\beta$ suivant les différents mécanismes prévus par la théorie.
- Les décroissances des noyaux radioactifs responsables du bruit de fond de l'expérience.

Le tableau 3.1 récapitule les processus disponibles dans la bibliothèque.

²Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien, CNRS/IN2P3, Strasbourg

Isotopes émetteurs $\beta\beta$	Isotopes radioactifs
Ca48	Ac228 Eu152 Pb214
Ni58	Ar39 Eu154 Rh106
Zn64 Zn70	Ar42 Gd146 Sb126
Ge76	As79+Se79m Hf182 Sb133
Se74 Se82	Bi207+Pb207m I126 Sr90
Zr94 Zr96	Bi208 I133 Ta182
Mo92 Mo100	Bi210 I134 Te133
Cd106 Cd108 Cd114 Cd116	Bi212+Po212 I135 Te133m
Te120 Te128 Te130	Bi214+Po214 K40 Te134
Xe136	C14 K42 Tl207
Nd148 Nd150	Ca48+Sc48 Mn54 Tl208
	Cd113 Na22 Xe133
	Co60 P32 Xe135
	Cs136 Pa234m Y88
	Cs137+Ba137m Pb211 Y90
	Eu147 Pb212 Zn65
	Zr96+Nb96

TAB. 3.1 – Isotopes disponibles dans *GENBB*.

Le générateur d'événements *GENBB* permet de créer les particules des décroissances radioactives demandées avec les caractéristiques cinématiques adéquates (énergie, impulsion et corrélation angulaire). Conformément aux données disponibles dans les tables de données nucléaires[51], le programme reproduit aussi finement que possible les schémas de décroissance des noyaux (émission γ entre niveaux excités, capture électronique, émission de particule alpha,...).

Le simulateur permet d'étudier plusieurs hypothèses de localisation de la radio-activité dans la géométrie. Le choix du lieu de génération du vertex des événements simulés est effectué à partir des options suivantes :

- FOILS : dans les feuilles sources
- SFOIL : à la surface des feuilles
- EXBG11 : dans le verre des PM
- EXBG7 : dans le fer de la structure des pétales
- WIRES : dans les fils des cellules de dérive
- SWIRE : à la surface des fils
- SSCINT : à la surface du mylar enveloppant les scintillateurs
- EXBG12 : dans le vide du PM
- EXBG2 : dans l'air entre le détecteur et le blindage de fer
- EXBG3 : dans l'air après le blindage neutron
- EXBG4 : dans le blindage de fer
- EXBG51-EXBG52 : dans le bois et l'eau du blindage neutron
- EXBG6 : dans l'inox de la tour centrale
- EXBG8 : dans le blindage magnétique des PM
- GAS : dans le gaz du détecteur
- CALIBRAT : dans les tubes de calibrations

La propagation des particules est ensuite simulée dans GEANT 3 dans le cadre d'hypothèses adaptées à la physique de la double désintégration bêta (électrons et gammas à basse énergie, 100 keV-10 MeV).

3.3.2 Traitement des données de simulation

Les informations issues de la simulation sont mises en forme de la même manière que les données réelles de façon à utiliser la même chaîne d'analyse.

Dans le cadre de cette étude, les fichiers de simulation ont été convertis au format *root* et stockés sur une zone commune du centre de calcul (*HPSS*) afin de les rendre accessibles à l'ensemble de nos collaborateurs³. Cette procédure permet de minimiser le temps de calcul et l'espace de stockage induit par la production des données de simulation (production de 9.10^{10} événements de ^{214}Bi dans le verre des PM : 13,5 Go pour 4500 fichiers - environ 3 heures de génération par fichier).

La liste de ces fichiers est disponible dans une base de données également disponible au centre de calcul de Lyon⁴. Pour ce qui est du traitement de reconstruction des événements, les données de simulation et les données réelles sont considérées de la même façon.

3.3.3 Dégradation de la simulation

Le code de simulation de NEMO-3 reproduit le fonctionnement du détecteur dans des conditions idéales (géométrie idéalisée, comportement homogène des modules de détection du calorimètre et du trajectographe, absence de panne). Lors de l'analyse de données, afin d'estimer correctement la réponse du détecteur, il est nécessaire de reproduire le comportement du dispositif expérimental dans des conditions réalistes de fonctionnement. Depuis la mise en route du détecteur NEMO-3, des cellules de dérive et des photomultiplicateurs ont présenté de graves dysfonctionnements, voire des pannes, qui ont nécessité leurs déconnexions. L'estimation de l'efficacité de détection est altérée par de telles mesures par rapport à une modélisation idéale de la simulation.

La figure 3.16 permet de visualiser les conditions de fonctionnement des modules de détection de NEMO-3 pour la période correspondante au run 6433.

Pour reproduire les effets de la dégradation du détecteur, nous avons mis au point un programme (*Arcase*⁵) chargé de dégrader la réponse simulée du détecteur conformément à la réalité de l'expérience. La bibliothèque *Arcase* fonctionne en trois étapes :

1. la base de données de NEMO-3 est interrogée pour récupérer les index des PM et des cellules Geiger déconnectées ou présentant un dysfonctionnement,
2. la liste de runs étudiés permet de calculer le pourcentage de temps associé à chaque condition de fonctionnement du détecteur,
3. les PM et les cellules Geiger éteints dans la réalité sont retirés pour un nombre d'événements simulés en accord avec la proportion calculée précédemment.

À l'issue des ces trois étapes, on obtient un lot d'événements simulés *dégradés* dont l'étude permet de mesurer la réponse du détecteur corrigée aussi finement que possible des conditions réelles de fonctionnement de l'expérience.

La pertinence de l'application des conditions réelles de fonctionnement est clairement représentée sur la figure 3.17. La figure montre l'évolution des efficacités de sélection des événements

³ [/hpss/in2p3.fr/group/nemo/simul/NEMOS](http://hpss/in2p3.fr/group/nemo/simul/NEMOS)

⁴ [/afs/in2p3.fr/throng/nemo/simul/N3SimDB](http://afs/in2p3.fr/throng/nemo/simul/N3SimDB)

⁵ Apply Real Condition for Simulated Events

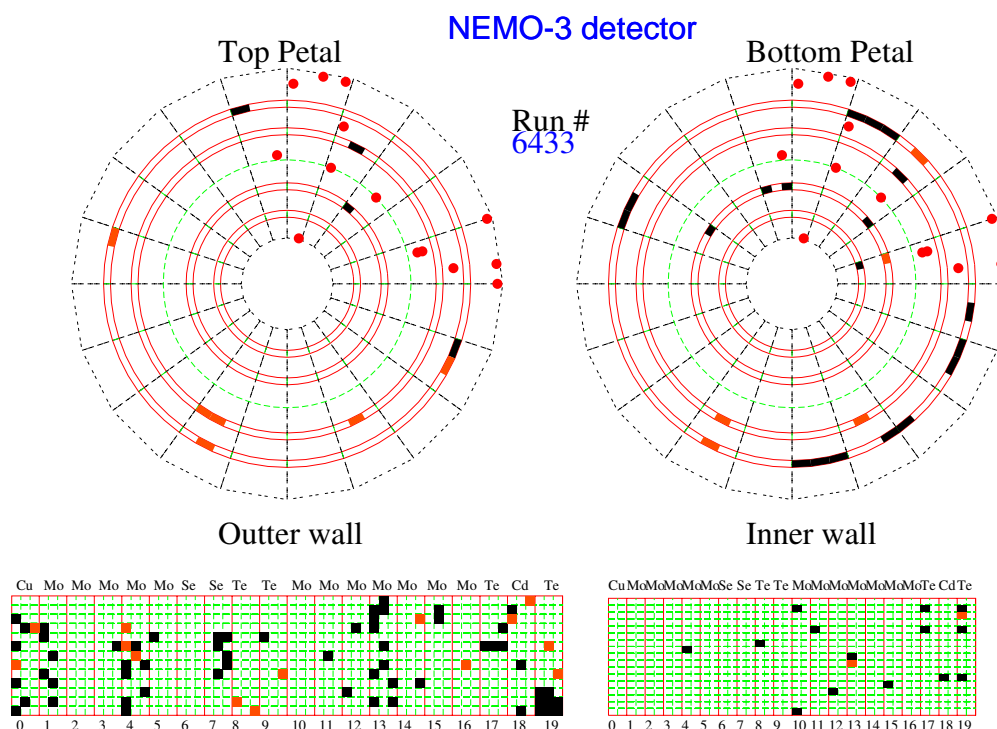


FIG. 3.16 – État de fonctionnement du détecteur lors du run 6433. Les blocs noirs représentent les PM déconnectés quant aux blocs rouges, ils marquent les PM défectueux.

simulés et dégradés par rapport aux mêmes sélections sur des simulations non dégradées en fonction de différents canaux d'analyse.

Par exemple, on observe que le nombre d'événements avec un photomultiplicateur touché augmente lorsque les simulations sont dégradées. Cet effet est expliqué par le fait que des événements à deux PM deviennent des événements à un PM lorsque l'un des deux PM est supprimé afin de reproduire le fonctionnement réel du détecteur. La conséquence est que pour les événements de type $\beta\beta$, l'efficacité de détection diminue de l'ordre de 7% pour le ^{150}Nd et de 11% pour le ^{82}Se sur la période 2005-2006.

3.4 Mesure des activités des radio-éléments

Afin de déterminer l'activité d'une contamination radioactive dans les conditions de fonctionnement d'une période donnée, on procède généralement au dénombrement des événements sélectionnés dans un canal spécifique. Lors de l'analyse, une difficulté provient du fait que plusieurs isotopes potentiellement contaminants peuvent contribuer au même canal d'analyse. Deux approches sont envisageables pour extraire les niveaux de contamination de ces isotopes : une approche ciblée et une approche statistique.

3.4.1 Implémentation d'un facteur de sélection supplémentaire

La première approche consiste à définir des coupures supplémentaires sur des observables (telle que l'énergie déposée dans le calorimètre) permettant d'isoler de manière non-ambigüe la

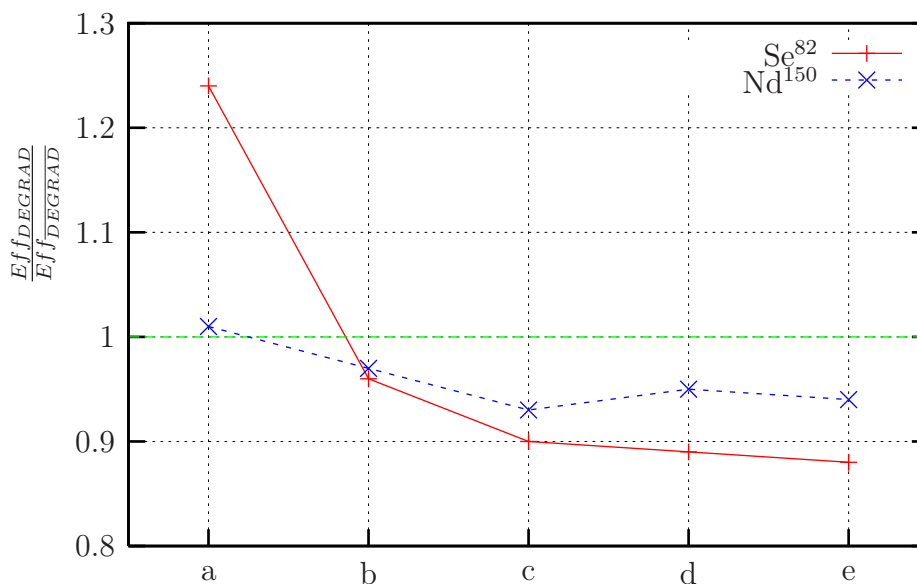


FIG. 3.17 – Rapport des efficacités de coupures avec et sans dégradation des simulations pour les conditions réelles de run de l'année 2005.

a. 1PM; b. 1PM-1trace; c. 2PM-1trace; d. 2PM-2traces; e. $\beta\beta$.

seule contribution d'un processus physique donné. À titre d'exemple, la figure 3.18 montre le spectre en énergie totale déposée dans le canal $2e_{int}$ par les désintégrations du ^{214}Bi et du ^{208}Tl . En sélectionnant une gamme en énergie supérieure à 3 MeV, on mesure la seule contribution du ^{208}Tl . Il est alors possible en utilisant la gamme en énergie inférieure à 3 MeV, d'estimer par soustraction la contribution du ^{214}Bi .

L'avantage de cette technique de sélection est un rapport signal sur bruit très avantageux. Mais généralement, la conséquence d'un tel choix est qu'une sélection si spécifique permet d'obtenir des lots d'événements de très faible statistique.

3.4.2 Déconvolution par analyse de forme des spectres

Les topologies des canaux étudiés sont optimisées pour identifier au mieux la signature des processus recherchés. Toutefois, un lot d'événements sélectionnés est généralement la somme de plusieurs contributions distinctes.

S'il n'est pas possible d'utiliser la première méthode, on ne pourra extraire l'amplitude des différentes contributions qu'avec un outil de déconvolution statistique. Typiquement, dans cette étude, on utilise un ajustement statistique des spectres en énergie dans les canaux étudiés.

Dans cette étude, on utilise un ajustement selon la technique du maximum de vraisemblance (likelihood) utilisant la statistique de Poisson[52][61]. La composition d'un spectre de données réelles est ainsi obtenue à partir des spectres simulés de chaque contribution attendue. .

Nous verrons qu'il n'est pas rare qu'une dizaine de processus radioactifs contribuent dans un même canal. La question se pose qu'un tel outil soit capable d'estimer les amplitudes des différentes contaminations avec une précision suffisante pour élaborer un modèle de bruit de fond exploitable.

Un exemple est présenté pour caractériser la méthode. Un histogramme h1 est créé à partir

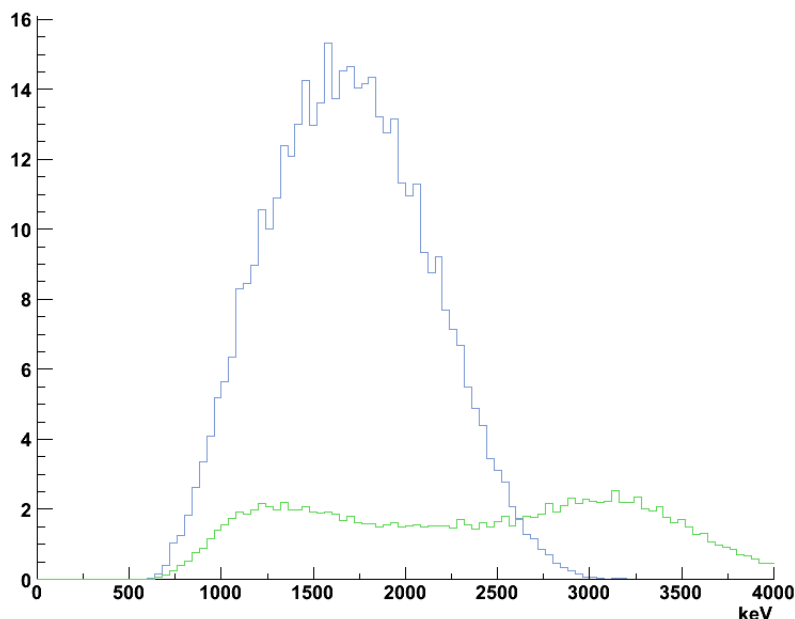


FIG. 3.18 – Simulation de l'énergie totale déposée par événement dans le canal *deux électrons internes* pour le ^{214}Bi et le ^{208}Tl .

d'une fonction f_1 définie comme étant la somme pondérée de six gaussiennes tel que .

$$f_1(x) = \sum_{i=0}^5 \alpha_i g_i(x) \quad \text{avec} \quad g_i(x) = A_i \times \exp\left(-\frac{(x - x_{0i})^2}{2 \times \sigma_i^2}\right)$$

Avec A l'amplitude de la gaussienne, x_{0i} le centroïde et σ_i la largeur à mi-hauteur. L'objectif de l'ajustement est de retrouver les coefficients α_i disposant de l'histogramme h_1 et des profils normalisés de chaque contributions g_i .

Le résultat de cet ajustement pour un lot de 10000 événements répartis sur 400 canaux est représenté par la figure 3.19.

La comparaison des α_i fixés pour définir la fonction f_1 et les α_i obtenus par l'algorithme d'ajustement permet de d'estimer l'efficacité du fit.

Gaussienne	α_i théorique	α_i mesuré
G ₀	0.2	0.203 ± 0,010
G ₁	2	1.958 ± 0,052
G ₂	1.3	1.313 ± 0,043
G ₃	0.7	0.671 ± 0,032
G ₄	1.5	1.541 ± 0,050
G ₅	1	1.014 ± 0,042

Cette approche simplifiée avec des contributions gaussiennes et une bonne statistique présente de très bons résultats. Les valeurs obtenues présentent moins de 5 % d'écart avec les valeurs d'origines, dans les bornes d'erreurs attendues.

Pourtant, cette méthode basée sur l'analyse de forme des spectres présente des limitations pour converger vers un ajustement stable lorsque le nombre d'événements mis en jeu est faible.

La figure 3.20 montre que la qualité de l'ajustement du spectre de référence dépend du nombre d'événements dans le spectre.

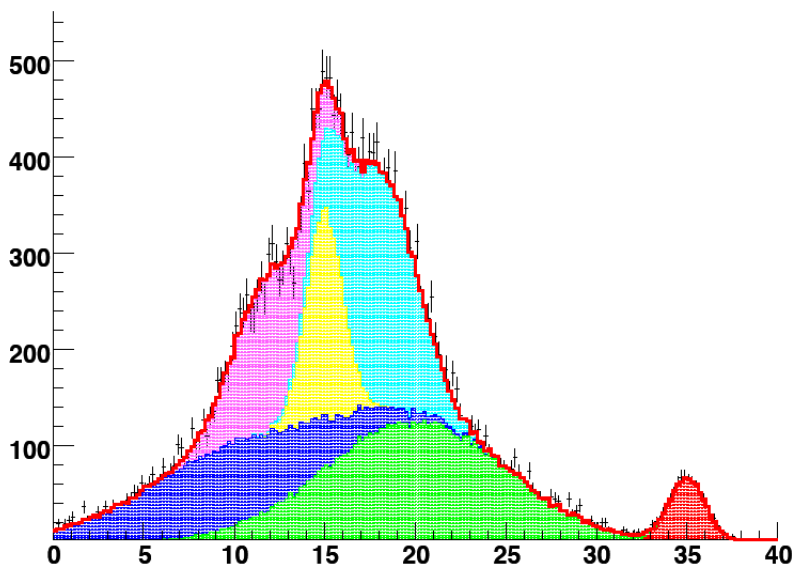


FIG. 3.19 – Résultat de l’ajustement des facteurs de pondérations des 6 gaussiennes sur l’histogramme h1. L’histogramme h1 qui joue le rôle des données est représenté par les points noirs. La courbe rouge est la somme des contributions des gaussiennes pondérées par les facteurs α_i obtenus par l’ajustement. $\chi^2/\text{ndof} = 1.3$

Afin d’optimiser cette technique, il est nécessaire de se placer dans des conditions optimales. Pour cela, il faut privilégier les lots d’événements avec une bonne statistique et minimiser le nombre de contributions.

Le pouvoir de discrimination de cette technique est dans certains cas limité. Il n’est en effet pas possible de converger vers une solution unique lorsque les spectres correspondants à plusieurs contributions présentent des profils similaires : on parle d’une dégénérescence de forme.

3.5 Conclusion

La mesure du processus $\beta\beta 2\nu$ et la recherche du signal $\beta\beta 0\nu$ exigent une connaissance précise des bruits de fond. Pour cela, la définition de canaux d’analyse spécifiques est nécessaire afin de maîtriser les taux de contaminations. Afin d’obtenir les meilleures mesures sur les activités, un compromis entre les approches ciblées et statistiques est utilisé.

Les canaux d’analyse présentant une grande multiplicité de processus radioactifs sont généralement étudiés en deux étapes : des approches ciblées successives puis une approche statistique pour chaque lot d’événements obtenus.

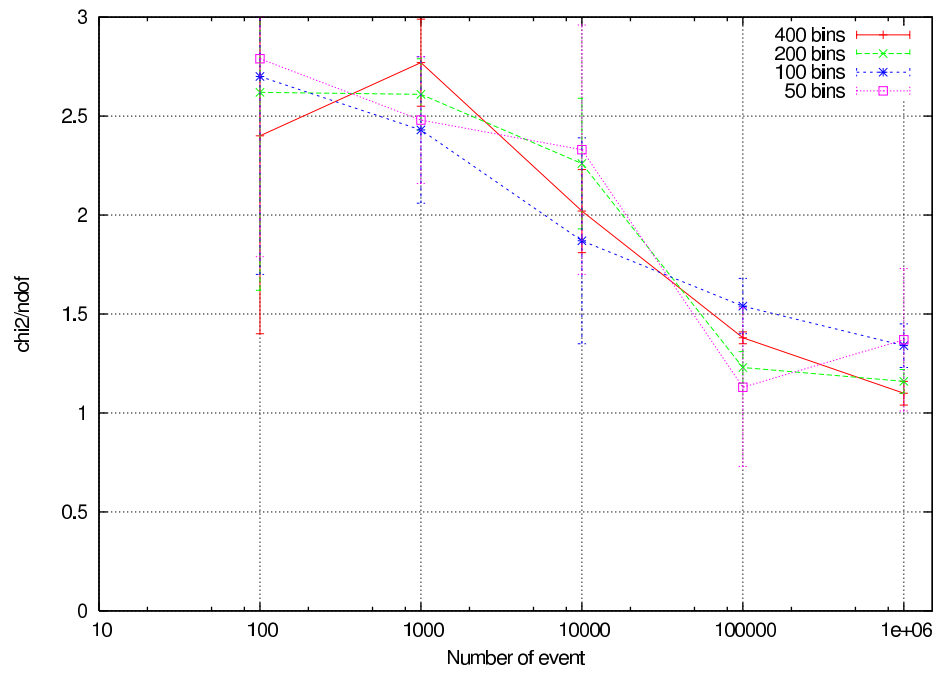


FIG. 3.20 – Évolution du facteur de qualité de l'ajustement du spectre par des gaussiennes en fonction du nombre d'événements et pour différents binnings.

Chapitre 4

Élaboration du modèle de bruit de fond aux décroissances $\beta\beta$

4.1 Définition des bruits de fond dans NEMO-3

La double désintégration bêta est un processus mettant en jeu des électrons de l'ordre de 1 MeV. À cette énergie, la radioactivité naturelle est responsable du bruit de fond au signal $\beta\beta$ dans NEMO-3. De plus, la demi-vie de ces processus étant très long ($T_{1/2} > 10^{18-20}$ années), une contamination même sous forme de traces est critique pour l'observation des rares désintégrations $\beta\beta$.

Nous avons vu précédemment qu'un événement de double désintégration bêta sans émission de neutrino est défini par deux électrons provenant d'une source émettrice $\beta\beta$ avec une énergie égale à $Q_{\beta\beta}$. Dans l'expérience NEMO-3, un tel événement se manifeste par deux traces de courbures négatives avec un vertex commun sur les feuilles sources de l'isotope considéré. L'énergie totale déposée par un tel événement est de l'ordre de $Q_{\beta\beta}$ à la résolution en énergie du calorimètre et des fluctuations de l'énergie dissipée dans le détecteur.

La figure 4.1 montre un événement de bruit de fond simulé dans les feuilles sources du détecteur NEMO-3. Cet événement présente la même signature qu'un événement $\beta\beta$. Cela souligne l'importance cruciale de la nécessité que les composants du dispositif expérimental soient d'une extrême radio-pureté : source $\beta\beta$, gaz de la chambre, fils des cellules geiger, scintillateur, ...

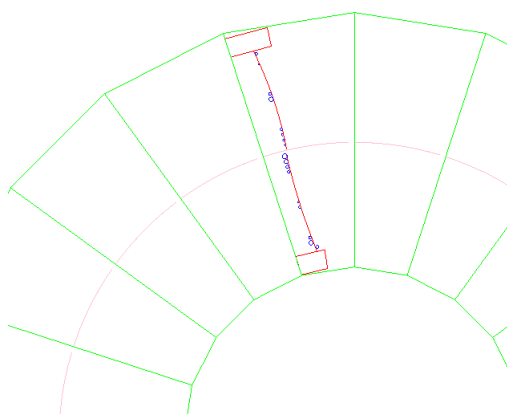


FIG. 4.1 – Visualisation d'un événement de ^{208}Tl simulé dans le détecteur NEMO-3.

Les bruits de fond à la décroissance $\beta\beta 0\nu$ peuvent être classés en deux catégories notamment en fonction de leur plus ou moins grande efficacité à influencer la sensibilité de l'expérience :

- les sources de bruits de fond localisées dans les sources $\beta\beta$ sont dites *internes* ; elles ont à priori une plus grande propension à contaminer le signal $\beta\beta$,
- les bruits de fond provenant de tout autre élément du détecteur sont dits *externes* ; leur influence est en général minime sur la recherche du signal $\beta\beta 0\nu$ mais elle peut être significative sur la mesure notamment des contributions internes au bruit de fond (dont le processus $\beta\beta 2\nu$).

4.1.1 Mécanismes à l'origine du bruit de fond interne

Contribution du processus $\beta\beta 2\nu$

Dans l'expérience NEMO-3, le processus $\beta\beta 2\nu$ est la source irréductible de bruit de fond pour la recherche du processus $\beta\beta 0\nu$. En effet, du fait de la résolution en énergie du calorimètre de l'ordre de 15% à 1 MeV, il est possible de prédire la proportion des événements produits par le processus $\beta\beta 2\nu$ et contaminant la région énergétique d'intérêt pour la $\beta\beta 0\nu$ (Cf. figure 4.2).

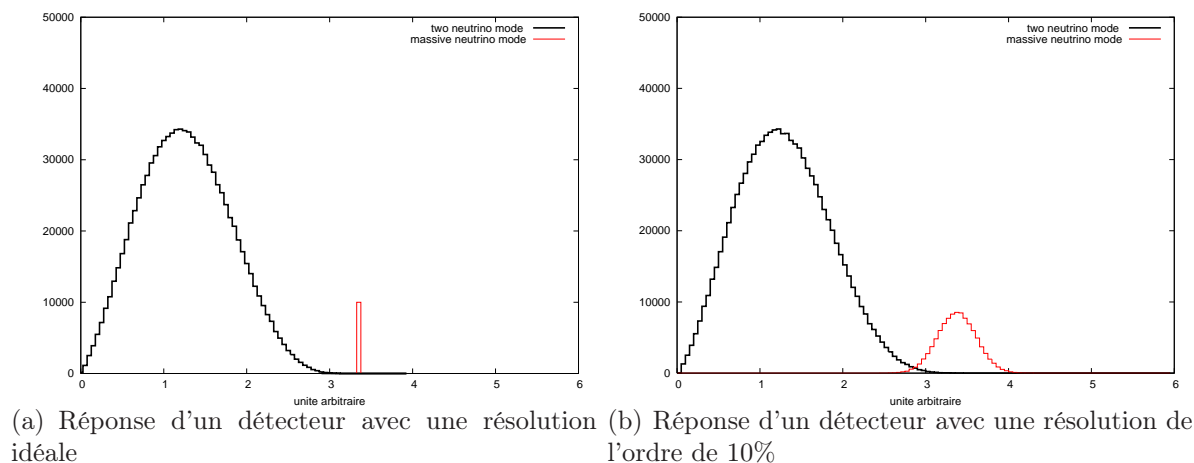


FIG. 4.2 – Spectres énergétiques des électrons des désintégrations $\beta\beta$.

Pour réduire l'impact de la $\beta\beta 2\nu$ sur la détection du processus $\beta\beta 0\nu$, il est donc nécessaire de favoriser les émetteurs $\beta\beta$ pour lequel le rapport $\frac{T_{1/2}^{0\nu}}{T_{1/2}^{2\nu}}$ est minimisé et d'atteindre une résolution en énergie aussi bonne que possible. Une bonne maîtrise des bruits de fond au processus $\beta\beta 0\nu$ implique donc une mesure précise de la période de la décroissance autorisée par le modèle standard ($\beta\beta 2\nu$).

Cette mesure nécessite à son tour une étude de tous les bruits de fond issus de la radioactivité naturelle dans la région en énergie inférieure au $Q_{\beta\beta}$ de la décroissance $\beta\beta$.

Contribution des émetteurs β

Un certain nombre d'émetteurs β présents dans la source et issus des chaînes de radioactivité naturelle sont susceptibles de produire deux électrons simultanément au travers de mécanismes représentés par la figure 4.3 :

- a) émission d'un β suivie d'un électron de conversion : les deux électrons sortent de la source et atteignent le calorimètre sans que le rayonnement X ne soit détecté,

- b) un β effectue une diffusion Möller sur un électron atomique générant ainsi un deuxième électron énergétique,
- c) lors d'une désintégration $\beta - \gamma$, le γ subit une diffusion par effet Compton dans la source et le γ diffusé n'est pas détecté.

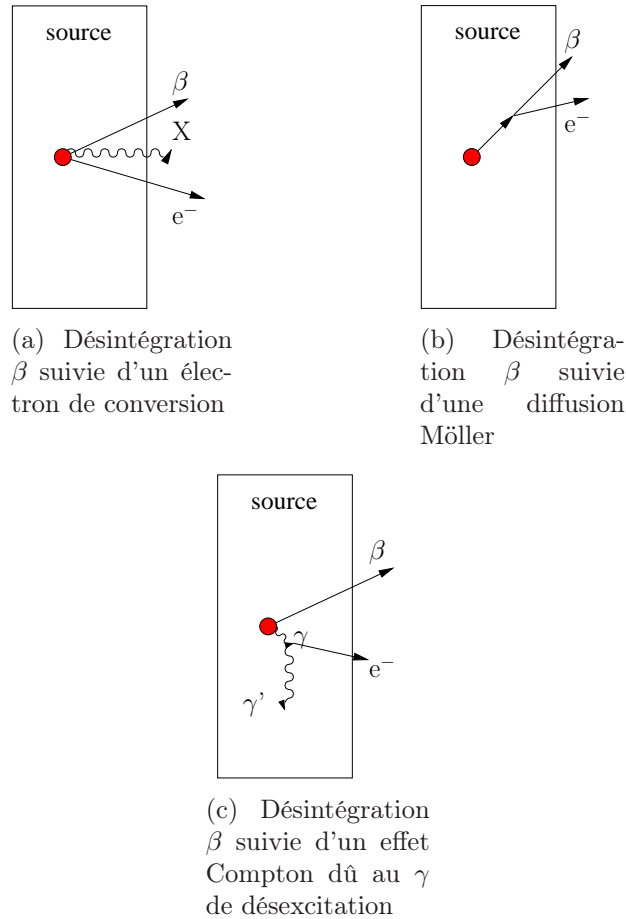


FIG. 4.3 – Processus à l'origine d'une topologie $\beta\beta$ à partir d'une contamination interne.

Cette liste des mécanismes de production en coïncidence de deux électrons provenant de la source $\beta\beta$ montre qu'il est absolument nécessaire de mettre en œuvre des sources dont la radio-contamination est suffisamment faible pour satisfaire la sensibilité de l'expérience.

4.1.2 Mécanismes à l'origine du bruit de fond externe

Interaction des gammas externes avec la source

Du fait de la localisation de la contamination à une distance significative de la source $\beta\beta$, les bruits de fond d'origine externe ont une probabilité très faible de simuler un événement $\beta\beta 0\nu$. Toutefois, il existe un certain nombre de mécanismes qui conduisent à une signature expérimentale du type attendu pour la double désintégration bêta. La figure 4.4 représente quelques mécanismes de bruits de fond ayant pour origine l'interaction d'un flux de γ externes avec la source :

- a) un double effet Compton,
- b) un effet Compton suivi d'une diffusion Möller,
- c) la création d'une paire e^+/e^- .

Les deux premiers processus nécessitent deux interactions électro-magnétiques dans la source (dont le γ diffusé n'est pas détecté) ; comparé aux processus d'origine interne avec deux électrons dans l'état final, leur probabilité d'occurrence est significativement défavorisée. De plus, toute l'énergie disponible dans la désintégration primaire n'est pas mesurée dans l'état final.

Dans le cas d'une création de paire dans la source, la présence d'un champ magnétique adapté permettra d'identifier le positron par la courbure de sa trajectoire avec une efficacité de 97% à 1 MeV, ce qui réduit considérablement la contamination par ce processus du signal de double désintégration bêta.



FIG. 4.4 – Processus à l'origine d'une topologie $\beta\beta$ à partir d'un γ externe.

Interaction des gammas externes avec les scintillateurs

Outre les interactions avec les feuilles sources, le flux de gamma externe produit des électrons par effet Compton dans la masse des scintillateurs plastiques. Lorsque cette interaction a lieu dans les derniers millimètres de plastique à proximité de la chambre à fils, l'électron ainsi produit peut traverser la chambre à dérive. Plusieurs observables permettent d'identifier ces événements avec une bonne efficacité : les courbures des traces reconstruites et la reconstruction du temps de vol.

Pour des événements à haute énergie ($E_{tot} > 2$ MeV), la trajectoire de l'électron traversant est très peu courbée par le champ magnétique. Dans ce cas, le signe du rayon de courbure des traces reconstruites par l'algorithme de tracking est plus difficile à estimer. De plus, la reconstruction du temps de vol de ce type d'événement est dépendant de la résolution en temps du calorimètre et des incertitudes liées aux potentiels dysfonctionnements des PM.

4.1.3 Les chaînes de décroissances naturelles

Le processus $\beta\beta0\nu$ est attendu dans une fenêtre en énergie qui dépend de l'isotope émetteur, située aux alentours de 3 MeV . Dans ce domaine en énergie, les principaux bruits de fond sont dus à la radioactivité naturelle. Seules les chaînes de décroissance naturelle avec une longue durée de vie sont susceptibles de contribuer au bruit de fond : le potassium (^{40}K), les nucléides présents dans les chaînes de l'uranium (^{238}U) et du thorium ^{232}Th . L'abondance isotopique de l' ^{235}U n'étant que de 0,7%, cette contribution n'est pas prise en compte.

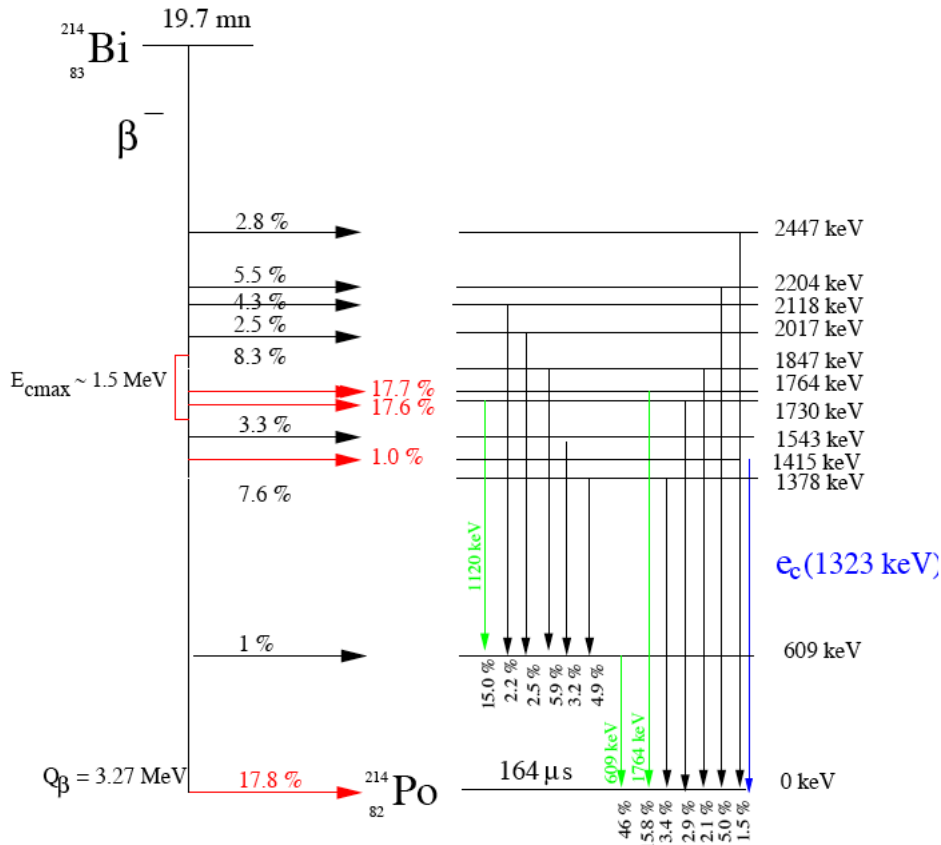
^{238}U						^{232}Th							
U	U-238 4.47 10 ⁹ ans		U-234 2.45 10 ⁵ ans										
Pa	↓	Pa-234 1.17 mn	↓		β								
Th	Th-234 24.1 j		Th-230 75400 ans		α		Th-232 14 10 ⁹ ans		Th-228 1.913 ans				
Ac			↓				↓	Ac-228 6.15 h	↓				
Ra			Ra-226 1600 ans				Ra-228 5.75 ans		Ra-224 3.66 j				
Fr			↓						↓				
Rn			Rn-222 3.824 j radon						Rn-220 55.6 s thoron				
At			↓						↓				
Po			Po-218 3.10 mn		Po-214 164 μs		Po-210 138.4 j		Po-216 145 ms		Po-212 300 ns		
Bi			↓	Bi-214 19.9 mn	↓	Bi-210 5 j	↓		↓	Bi-212 60.5 mn	↓		
Pb			Pb-214 26.8 mn	0.021%	↓	Pb-210 22.3 ans	↓	Pb-206 stable		Pb-212 10.6 h	36%	↓	Pb-208 stable
Tl				Tl-210 1.3 mn		Tl-206 4.19 mn					Tl-208 3.1 mn		

FIG. 4.5 – Filiation des familles radioactives naturelles de l' ^{238}U et du ^{232}Th .

Chaîne de décroissance du ^{238}U

La figure 4.5 représente la filiation radioactive de l' ^{238}U . La plupart des matériaux (dont les feuilles sources $\beta\beta$) contiennent naturellement de l' ^{238}U et ses descendants. Ces contaminants sont présents en traces infimes indécélables par mesure chimique mais toutefois potentiellement préjudiciables à la recherche du processus $\beta\beta0\nu$.

La désintégration β du ^{214}Bi (Cf. figure 4.6) donne un noyau de ^{214}Po avec une énergie disponible Q_β de 3,27 MeV. Cette gamme en énergie fait de ce processus un des principaux bruits de fond pour la recherche la décroissance $\beta\beta0\nu$. Notons toutefois que le noyau fils (^{214}Po)

FIG. 4.6 – Schéma de décroissance du ^{214}Bi .

décroit lui-même dans un délai très court ($T_{1/2} = 164 \mu\text{s}$) vers le ^{208}Pb en émettant un α de 7,83 MeV. L'identification de cet α dans l'état final permettra de signer de manière non-ambiguë ce processus de bruit de fond (Cf. figure 4.7). Toutefois si NEMO-3 permet de détecter cet alpha retardé grâce à une électronique du trajectographe dédiée, l'efficacité de cette technique est conditionnée par le fait que l'alpha doit sortir de la source.

Le radon (^{222}Rn), qui est l'un des noyaux pères du ^{214}Bi , est généré en permanence au sein de la roche granitique constituant les parois du laboratoire. Naturellement sous forme gazeuse, il peut diffuser dans l'atmosphère environnant le détecteur jusqu'à en contaminer les composants internes et induire une contamination de surface en ^{214}Bi . On s'attend donc à observer non seulement la contamination interne en ^{214}Bi mais également une contamination de surface des matériaux, cette dernière étant sujette à des variations liées aux conditions atmosphériques et d'étanchéité de l'expérience. Par ailleurs, tout matériau contaminé en ^{238}U est susceptible de contaminer les matériaux voisins par émanation de radon et dépôt de surface. Notons que le ^{218}Po , un descendant du radon, est ionisé ce qui implique que les noyaux fils de cette chaîne se trouvent naturellement déposés sur les fils anodiques des cellules Geiger.

Cette chaîne de décroissance radioactive produit également des émetteurs β pour lesquels l'énergie de transition est inférieure aux $Q_{\beta\beta}$ des isotopes présents dans NEMO-3, ce qui en fait des contaminants pour la double désintégration bêta permise ($\beta\beta 2\nu$). Parmi ces contaminants, nous retrouvons : le ^{234m}Pa , le ^{214}Pb , le ^{210}Pb et le ^{210}Bi .

Dans la mesure où nous considérons que l'équilibre naturel de la chaîne de décroissance est respecté, la résolution des équations de Bateman permet d'assurer que l'activité d'un isotope de la filiation fixe l'activité de certains noyaux fils. $\mathcal{A}_{214\text{Pb}} = \mathcal{A}_{214\text{Bi}}$ et $\mathcal{A}_{210\text{Pb}} = \mathcal{A}_{210\text{Bi}}$

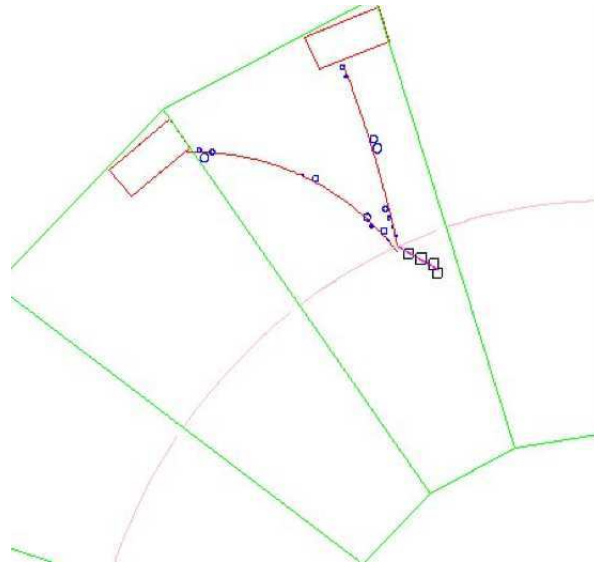


FIG. 4.7 – Visualisation d'un événement de ^{214}Bi simulé dans le détecteur NEMO-3.

La période de décroissance du ^{210}Pb est largement supérieure à l'ordre de grandeur des périodes des noyaux pères ($T_{1/2} = 22,3$ années). A partir du ^{210}Pb , les activités des noyaux fils découlent d'une contamination antérieure à la production des sources ou de l'installation du détecteur. De plus dans les feuilles sources, l'activité du ^{234m}Pa est indépendante de celle des noyaux fils dû au fait que la technique de purification diminue le taux de contamination des isotopes en aval du ^{226}Ra .

Chaîne de décroissance du ^{232}Th

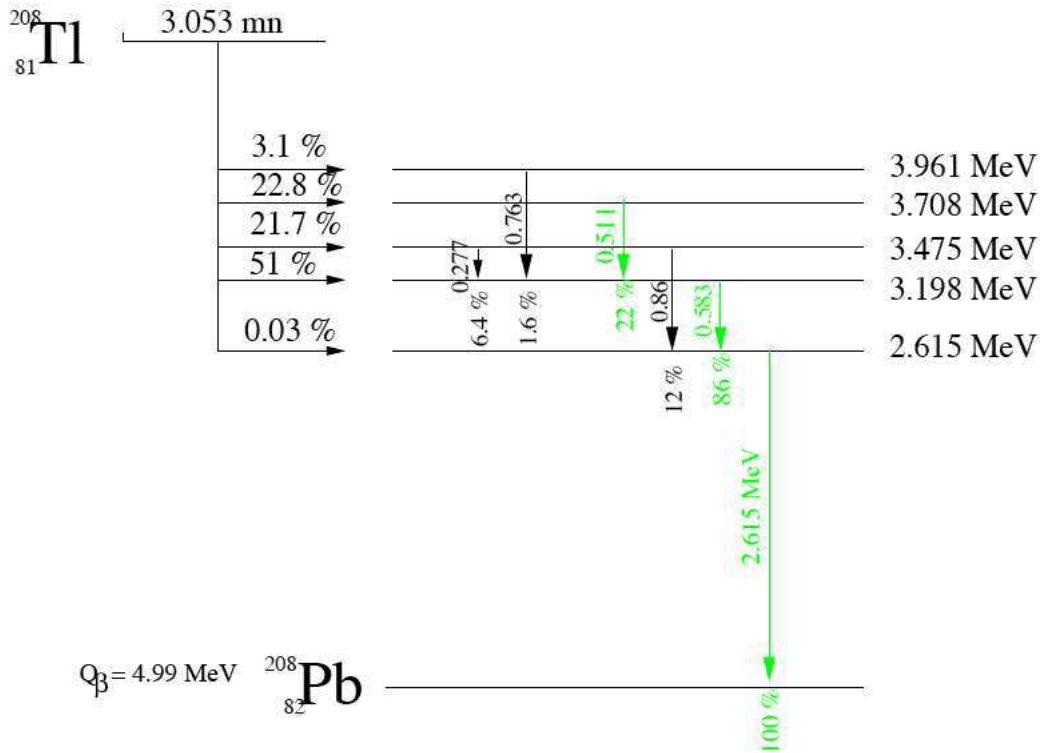
Les désintégrations du ^{208}Tl constituent une source de bruit de fond de toute première importance dans l'expérience NEMO-3. L'énergie disponible lors de la désintégration du ^{208}Tl Q_β est de 4,99 MeV. De plus, à chaque désintégration est associé un γ de désexcitation de 2,615 MeV. Dans ces conditions, la probabilité d'obtenir deux électrons dans la région d'énergie $Q_{\beta\beta}$ est assez favorable par un des processus présenté sur la figure 4.3 .

L'étude des désintégrations β en coïncidence avec des gammas permettra potentiellement de mesurer le niveau de contamination en ^{208}Tl et donc de prédire son impact sur la recherche du signal $\beta\beta$.

Comme pour la chaîne de l' ^{238}U , le thoron (^{220}Rn) est un gaz libéré par le granit. Sa durée de vie, plus faible que celle du radon, empêche ce gaz de diffuser suffisamment longtemps pour être libéré de la roche en quantité critique. Sa contribution à la contamination de l'atmosphère environnant le détecteur est considérée comme négligeable.

La chaîne de décroissance du ^{232}Th présente d'autres émetteurs β susceptibles d'être un bruit de fond au processus $\beta\beta 2\nu$ (^{228}Ac , ^{212}Pb , ^{212}Bi). Il est intéressant de noter que le ^{212}Bi est le noyau père du ^{208}Tl avec un rapport d'embranchement de 36%. Ainsi dans 64 % des cas, le ^{212}Bi décroît avec un β sur le ^{212}Po qui lui-même décroît avec une période de 299 ns en émettant un α . L'observation de cette cascade BiPo^{212} , qui correspond à un β émis en coïncidence avec un α , permettrait de mesurer indirectement la contamination en ^{208}Tl .

En conclusion, seuls les isotopes ^{214}Bi et ^{208}Tl sont des bruits de fond directs au processus $\beta\beta 0\nu$. Les autres isotopes des deux chaînes auront une influence sur la mesure du processus $\beta\beta 2\nu$ et des différentes sources de contamination du détecteur.

FIG. 4.8 – Schéma de décroissance du ^{208}Tl .

4.1.4 Rayonnements dus à l'environnement du détecteur

Impact des cosmiques

Les seules particules d'origine cosmique connues et présentes au LSM sont : les muons et les neutrinos. La très faible probabilité d'interaction des neutrinos fait que leur impact dans l'expérience est ignoré. Les muons d'origine cosmique produits dans la haute atmosphère arrivent jusqu'au laboratoire avec une énergie moyenne de 300 GeV. Le bremsstrahlung de ces particules dans la roche ou dans le blindage du détecteur est à l'origine de rayonnements γ à proximité des feuilles sources. De plus, l'interaction des muons avec la matière produit des neutrons rapides.

Les 4800 m équivalent eau de montagne situés à l'aplomb du détecteur diminuent considérablement le flux de muons dans le laboratoire. La mesure de ce flux effectuée avec NEMO-3 est de l'ordre de 4 muons/m²/jour[62] (c'est à dire 5.10⁻⁹ muons/cm²/s).

Environnement neutrons

Les neutrons sont classés en trois catégories d'énergie :

- les neutrons rapides avec une énergie supérieure à 1 MeV sont produits par réactions (α , neutrons) ou par fissions spontanées de l'uranium et du thorium présents dans la roche et les matériaux constituant le détecteur. La production de neutrons par les muons cosmiques est négligeable. Ces neutrons sont thermalisés par interactions avec des matériaux riches en hydrogène (eau, bois ou scintillateurs plastiques).
- les neutrons épi-thermiques ont une énergie comprise entre 1 MeV et 0,025 eV. Le flux de neutrons n'a pas été mesuré au LSM, mais au laboratoire souterrain du Gran Sasso[63] en supposant que les caractéristiques sont similaires d'un laboratoire à l'autre,

- à une énergie inférieure à 0,025 eV, les neutrons sont thermalisés.

Type de neutrons	Flux (/s/cm ²)
thermique	$(1,6 \pm 0,1) \cdot 10^{-6}$
épi-thermique	$\approx 10^{-6}$
rapide	$(4,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-6}$

TAB. 4.1 – Flux de neutrons au LSM en fonction de leurs énergies.

Environnement gammas

Les rayonnements γ ont plusieurs origines :

- les γ de plus de 10 MeV proviennent de l'interaction bremsstrahlung des muons cosmiques dans la matière,
- de 3 MeV à 10 MeV, les γ sont principalement dus aux captures radiatives des neutrons,
- les γ de moins de 3 MeV proviennent de la radioactivité naturelle.

Énergie des γ	Flux (/s/cm ²)
> 10 MeV	$(1,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-8}$
3 MeV à 10 MeV	$(3,2 \pm 0,9) \cdot 10^{-6}$

TAB. 4.2 – Flux de γ au LSM en fonction de leurs énergies.

Le modèle de bruit de fond externe utilisé pour l'étude de la double désintégration bêta dans les sources de ⁸²Se et de ¹⁵⁰Nd ne prend pas en compte les muons, les neutrons et les gammas de hautes énergies. La profondeur du laboratoire ainsi que les différents blindages permettent de réduire suffisamment l'impact de ces particules sur la recherche de la double désintégration bêta au point de pouvoir les négliger.

4.2 Vers un modèle de bruits de fond

Nous avons montré que l'étude de la double désintégration bêta nécessite une très bonne connaissance des mécanismes responsables des bruits de fond de l'expérience. De plus, la moindre contamination peut être critique lors de la recherche du signal $\beta\beta 0\nu$. Il est donc essentiel de mesurer l'activité des matériaux afin de prévoir leur impact sur le signal recherché.

4.2.1 Mesures de la radio-pureté par spectrométrie γ

Les principaux radio-isotopes à l'origine des bruits de fond sont présentés dans le tableau 4.3. Ce tableau fait un rappel des énergies et des proportions de γ utilisées par cette technique lors des mesures d'activité.

L'excellente résolution en énergie des HPGe permet de déterminer les taux de contaminations en identifiant et en mesurant les γ issus des désintégrations radioactives des différents isotopes.

Noyau	Q_β (keV)	E_γ (keV)	I_γ (%)	Noyau	Q_β (keV)	E_γ (keV)	I_γ (%)	Noyau	Q_β (keV)	E_γ (keV)	I_γ (%)
^{234m}Pa	2195	1001	0,84	^{228}Ac	2142	338,3	11,3	^{40}K	1312	1460,8	11,0
^{214}Pb	1032	242	7,4			911,2	25,8	^{60}Co	2824	1173,2	99,97
		295,2	19,3			964,8	5,0			1332,5	99,99
		351,9	37,6			969,0	15,8	^{137}Cs	1175,6	661,7	85,1
^{214}Bi	3274	609,3	46,1	^{212}Pb	569,9	238,6	43,3	^{152}Eu	1818,8	121,8	28,6
		1120,3	15,1	^{212}Bi	2248	727,3	6,6			344,3	26,5
		1764,5	15,4	^{208}Tl	4994	583,19	84,5			867,4	4,25
		2204,2	5,1			2614,5	99			964,1	14,6
^{210}Bi	1160	-	-					^{207}Bi	2398	569,7	97,7
										1063,7	74,5

TAB. 4.3 – Principaux contaminants présents dans les sources émettrices double bêta du détecteur NEMO 3.

4.2.2 Contamination du détecteur

En fait, la mesure des 250 tonnes du détecteur n'étant pas envisageable, un échantillon de chaque élément constituant le détecteur a été mesuré avec des Germanium bas bruit de fond au LSM et au CENBG. Ces mesures de spectroscopie γ ont permis de sélectionner les matières les plus pures du point de vue radioactif. Les contraintes fixées étaient de sélectionner les matériaux présentant une activité de l'ordre de 20 mBq/kg (tandis que l'activité que l'on rencontre couramment dans la nature est de l'ordre de 30 Bq/kg).

Principaux matériaux	Poids (kg)	Estimation de l'activité totale (Bq)			
		^{40}K	^{214}Bi	^{208}Tl	^{60}Co
Photomultiplicateurs	600	830	300	18	-
Scintillateur	5000	<100	<0,7	0,3	$1,8\pm 0,4$
μ métal	2000	<17	<2	$2,0\pm 0,7$	$4,3\pm 0,7$
Fils	1,7	$<8.10^{-3}$	$<10^{-3}$	$<6.10^{-4}$	10^{-2}
Cuivre	25000	<125	<25	10	<6
Fer des pétales	10000	<50	<6	<8	17 ± 4
Blindage de fer	180000	<3000	<300	<300	300 ± 100
\approx Total NEMO-3	250000	4200	650	350	350

TAB. 4.4 – Activité en Bq des principaux constituants du détecteur NEMO-3.

Une estimation de l'activité moyenne du détecteur a été effectuée pour chaque constituant du détecteur en extrapolant les mesures des échantillons.

Ainsi, il a été identifié que la principale source de contamination provient du verre des photomultiplicateurs, ce qui a contraint les teneurs en ^{214}Bi , ^{208}Tl et ^{40}K des autres constituants du détecteur. Les PM Hamamatsu ont été choisis pour leur radio-pureté (100 à 1000 fois plus pur que le verre normal) tout en assurant de bonnes caractéristiques de fonctionnement (efficacité, résolution).

4.2.3 Contamination des sources $\beta\beta$

La contamination des sources émettrices $\beta\beta$ est un point sensible de l'expérience NEMO-3. Les contaminations mesurées pour les sources de ^{82}Se et de ^{150}Nd sont exposées dans le tableau 4.5.

Isotope	Masse (g)	Durée (h)	^{40}K	^{235}U	Chaîne de ^{238}U		Chaîne de ^{232}Th	
					^{234}Th	^{214}Bi	^{228}Ac	^{208}Tl
^{82}Se	800	628	55 ± 5	$20,0\pm 0,7$	<18	$1,2\pm 0,5$	<1	$0,4\pm 0,1$
$^{150}\text{Nd}_2\text{O}_3$	58,2	458	<70	<1	<66	<3,0	20 ± 7	10 ± 2

TAB. 4.5 – Résultats des mesures des activités (mBq/kg) des sources de ^{82}Se et de ^{150}Nd par spectrométrie γ .

Afin que le processus $\beta\beta 2\nu$ soit le bruit de fond ultime de l'expérience, un niveau maximum de contamination a été fixé pour le ^{100}Mo et le ^{82}Se ($A_{82\text{Se}}(^{214}\text{Bi}) < 0,7$ mBq/kg et $A_{82\text{Se}}(^{208}\text{Tl}) < 0,05$ mBq/kg). Les autres isotopes étant présents avec une trop faible masse, aucune limite sur le bruit de fond n'a été imposée.

Les mesures HPGe ont permis de mesurer dans le neodyme d'autres contaminations qui ne sont pas d'origines naturelles : $A_{150\text{Nd}}(^{137}\text{Cs}) < 3$ mBq/kg, $A_{150\text{Nd}}(^{60}\text{Co}) < 2$ mBq/kg, $A_{150\text{Nd}}(^{152}\text{Eu}) = (40 \pm 5)$ mBq/kg, $A_{150\text{Nd}}(^{207}\text{Bi}) = (130 \pm 5)$ mBq/kg.

Compte tenu de la technique utilisée, l'activité des contaminants émetteurs β purs (comme pour le ^{210}Bi) n'est pas mesurée. De plus, seules des limites sur l'activité de plusieurs isotopes sont disponibles du fait de la faible masse d'isotope mesurée et à la faible contamination. Toutefois, nous verrons par la suite que ces mesures peuvent être effectuées par le détecteur NEMO-3 lui-même.

4.2.4 Construction des modèles de bruits de fond

Dans l'expérience NEMO-3, chaque source $\beta\beta$ est sensible à plusieurs contaminations. Pour chaque étude, il faut donc établir un modèle de bruits de fond. Ce modèle est réparti en deux catégories : bruit de fond externe et interne.

Modèle externe

La sensibilité aux contaminations *externes* lors de la mesure du signal $\beta\beta$ est fonction de la couverture spatiale et de la position de la source étudiée. La couverture de la source de ^{82}Se représente environ 11% de la surface des feuilles sources tandis que le ^{150}Nd en couvre moins de 1%. Tandis que les mesures germanium fournissent un modèle de bruit de fond externe moyen et uniforme, rien ne justifie que cela soit exact. Pour cela, le modèle de bruit de fond externe doit être spécifique aux régions du détecteur étudiées. Toutefois, la proximité des sources étudiées (^{82}Se et ^{150}Nd) permet de justifier que le modèle de bruit de fond *externe* utilisé soit le même.

Ce modèle de bruit de fond (basé sur les mesures germanium) est défini par :

- des émetteurs de γ énergétiques provenant essentiellement du verre des photomultiplicateurs (^{214}Bi , ^{208}Tl , ^{228}Ac et ^{40}K),
- une contamination en ^{60}Co des pétales,
- des émetteurs β en surface des scintillateurs (^{210}Bi , ^{152}Eu et ^{40}K),
- une contamination de surface des fils de la chambre (^{214}Pb et ^{214}Bi dus au radon et ^{210}Bi).

Modèle interne

Le modèle de bruit de fond interne pour l'étude du ^{82}Se est basé sur les mesures de spectrométrie gamma et l'ajout des émetteurs β purs des chaînes de décroissance naturelles identifiées :

- provenant de l' ^{238}U sont : ^{234m}Pa , ^{214}Pb , ^{214}Bi et le ^{210}Bi ,
- provenant de l' ^{232}Th sont : ^{228}Ac , ^{208}Tl , ^{212}Bi et le ^{212}Pb ,
- Le ^{40}K est également pris en compte.

Du fait de la faible masse de ^{150}Nd dans le détecteur, les contraintes de radiopureté ont été moins strictes que dans le cas du ^{100}Mo et du ^{82}Se . Cela explique pourquoi les mesures de spectroscopie gamma ont mis en évidence des contaminations qui ne sont pas dues à la radioactivité naturelle. On a ainsi identifié la présence de ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{152}Eu et ^{207}Bi dans la source enrichie de ^{150}Nd . À cela s'ajoutent les contaminants naturels suivants : ^{234m}Pa , ^{214}Pb , ^{214}Bi et le ^{210}Bi (chaîne de l' ^{238}U) ainsi que l' ^{228}Ac , ^{208}Tl , ^{212}Bi et ^{212}Pb (chaîne du ^{232}Th) et le ^{40}K . Ces isotopes ont été sélectionnés pour leur énergie et leurs rapports d'embranchement compatibles avec les critères de sélection de l'analyse des bruits de fond.

Bien que la mesure germanium soit actuellement la méthode la plus précise pour déterminer les taux de contaminations des émetteurs γ , les activités mesurées sont à la limite des performances des détecteurs utilisés.

Un premier modèle de bruit de fond pour la source de ^{150}Nd a été élaboré d'après les radioéléments identifiés et mesurés par spectrométrie gamma. La validité de ce modèle a été testée par l'analyse du canal électron-gamma interne dans les données de NEMO-3.

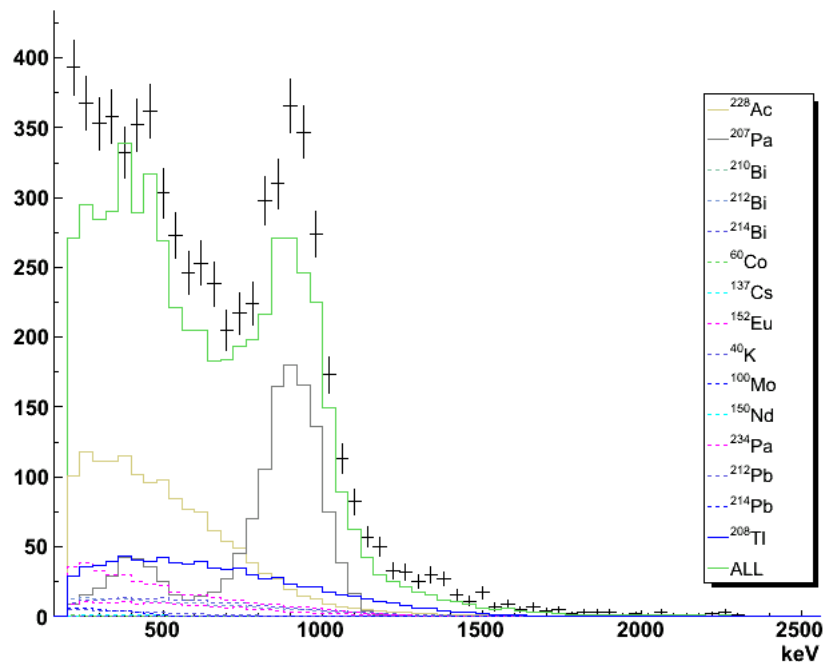


FIG. 4.9 – Distribution de l'énergie déposée par l'électron dans le canal $e\gamma$ pour le ^{150}Nd . Les données réelles sont représentées par les points noirs, l'histogramme vert est la somme des contributions simulées pour les activités mesurées par spectroscopie gamma.

La figure 4.9 montre que la somme des contributions simulées normalisées par rapport aux activités mesurées ne reproduit pas correctement les données. Bien que ces mesures permettent une évaluation correcte des taux de contamination des radio-éléments présents, il est impératif de mesurer plus précisément les taux de contaminations pour permettre une analyse fine du signal recherché.

Le détecteur NEMO-3 offre l'opportunité de faire une mesure précise des bruits de fond présents dans l'ensemble des matériaux du détecteur (bruit de fond externe et bruit de fond interne aux sources $\beta\beta$) par l'intermédiaire de canaux d'analyse spécifiques.

L'objectif de ce travail est de mesurer les activités des sources de bruit de fond présentes dans le détecteur durant la phase II pour les sources de ^{82}Se et de ^{150}Nd . La connaissance des activités des bruits de fond permettra d'estimer leur contribution dans les canaux d'analyse dédiés aux signaux $\beta\beta$. Notons que la recherche du processus $\beta\beta 0\nu$ nécessite la bonne maîtrise de ces bruits de fond pour une énergie de l'ordre de 3 MeV et que la sensibilité attendue pour les 37 g de ^{150}Nd sera nettement inférieure à celle attendue pour les 932 g de ^{82}Se .

4.3 Analyse du bruit de fond externe pour le ^{150}Nd et le ^{82}Se

Le bruit de fond externe est défini par l'émission d'électrons et de γ énergétiques provenant de tout autre élément que les sources $\beta\beta$:

- la chambre à fils,
- les scintillateurs plastiques,
- les photomultiplicateurs,
- les autres structures du détecteur.

Les isotopes émetteurs β et γ provenant de la chambre et de la surface des scintillateurs contribuent significativement au bruit de fond. Mais seules les sources de γ des PM et de l'extérieur du détecteur doivent être prises en compte pour élaborer un modèle de bruit de fond.

Lors de l'analyse du signal $\beta\beta$, le bruit de fond externe contribue par un γ qui n'interagit que dans la feuille source par des processus menant à deux électrons (double Compton, Compton et photoélectrique, ...). Plus la masse de feuille source étudiée est grande, plus l'analyse du signal est sensible aux contaminations externes. Un deuxième effet vient du fait que les sources de contaminations éloignées de la feuille source étudiée contribuent beaucoup moins que les contaminations proches.

Cette partie traite de l'analyse du bruit de fond externe auquel sont sensibles les sources de ^{82}Se et de ^{150}Nd . Notons que dans le détecteur NEMO-3, ces sources sont adjacentes. Il est donc tout à fait justifié d'étudier et d'utiliser le même modèle de bruit de fond externe pour les deux sources $\beta\beta$.

4.3.1 Définition du canal électron traversant

Les événements à un électron traversant (OCE *One Crossing Electron*) permettent d'étudier les contaminations externes. Ce canal est basé sur l'observation d'événements dont le γ d'origine a interagi dans le scintillateur plastique pour ensuite créer un électron qui traverse la chambre à dérive.

Néanmoins, ce canal d'analyse permet aussi l'observation des émetteurs β à la surface ou dans les derniers millimètres du scintillateur plastique (Cf. figure 4.10) et des contaminations de la chambre.

Les contaminations accessibles par ce canal d'analyse sont :

- émetteur γ des PM : ^{214}Bi , ^{228}Ac , ^{208}Tl et ^{40}K ,
- ^{40}K en volume des scintillateurs plastiques,
- ^{152}Eu et ^{210}Bi en surface des scintillateurs,
- ^{60}Co dans les plaques de fer de la structure du détecteur,

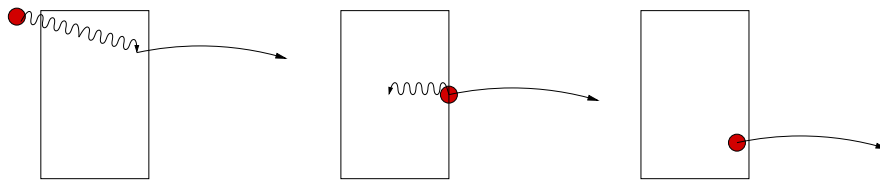


FIG. 4.10 – Schéma représentant les interactions dans les scintillateurs plastiques à l'origine des contributions au canal OCE. Le point rouge indique le vertex de la désintégration. Le schéma de gauche représente l'interaction d'un γ externe dans le volume du bloc scintillant produisant par effet Compton un électron susceptible de traverser le détecteur. Au milieu est représenté la contamination de surface en émetteurs $\beta - \gamma$. Le dernier schéma représente la contamination en volume en émetteurs β purs.

- ^{214}Pb et ^{214}Bi provenant de la contamination du gaz en radon,
- ^{210}Bi en surface des fils des cellules Geiger.

Il est important de remarquer que certains isotopes des chaînes du ^{232}Th et de ^{238}U ne sont pas pris en compte parmi les sources de contaminations des PM (ex : ^{214}Pb , ^{212}Bi ,...). Le taux de γ de ces isotopes n'est pas assez élevé pour contribuer efficacement dans le détecteur NEMO-3. Notons également que la contamination en ^{210}Bi des fils de la chambre n'est pas corrélée avec la contamination en radon. La durée de vie du noyau père (^{210}Pb) étant de l'ordre de 22 années tandis que la contamination induite par le radon dans la chambre ne date que des cinq années de prises de données.

Les contaminations internes ne contribuent pas dans le canal OCE : l'analyse du temps de vol reconstruit à la résolution du détecteur près garantit une réjection efficace des événements internes.

Ces événements provenant de l'extérieur de la source sont observés par la topologie définie telle que :

- deux scintillateurs isolés sur les murs internes/externes,
- l'énergie minimum déposée dans chaque scintillateur est supérieure à 200 keV,
- une trace de courbure négative associée avec un des scintillateurs touché,
- une trace de courbure positive associée au deuxième scintillateur touché,
- les traces doivent avoir un vertex commun sur la feuille source,
- tous les critères de qualité des traces sont respectés,
- aucun cluster de cellules retardées ne doit être identifié,
- les temps de vol sont compatibles avec une hypothèse externe,
- les événements ont un vertex reconstruit sur les feuilles sources (^{82}Se ou du ^{150}Nd).

Les efficacités de sélection par ces critères pour les isotopes définissant le modèle de bruits de fond externe sont résumées dans le tableau 4.6.

4.3.2 Étude des événements OCE

L'analyse de ce canal a porté sur les données de la période 2005-2006 dans les conditions de fonctionnement normales, ce qui représente 673663 événements sélectionnés pour une durée d'acquisition totale de 44042168 secondes. La figure 4.11-b représente le spectre en énergie totale déposée par les événements OCE représentés par la figure 4.11-a.

Isotope	Localisation	efficacité
^{228}Ac	Verre des PM	$2,78.10^{-6}$
^{208}Tl		$7,80.10^{-5}$
^{214}Bi		$1,44.10^{-5}$
^{40}K		$1,79.10^{-6}$
^{214}Bi	Surface des fils	$6,55.10^{-4}$
^{214}Pb		$1,06.10^{-4}$
^{210}Bi		$8,93.10^{-5}$
^{210}Bi	Surface des scintillateur	$8,79.10^{-5}$
^{40}K		$2,15.10^{-4}$
^{152}Eu		$1,13.10^{-4}$
^{60}Co	Structure	$8,57.10^{-7}$

TAB. 4.6 – Efficacité de sélection au canal OCE.

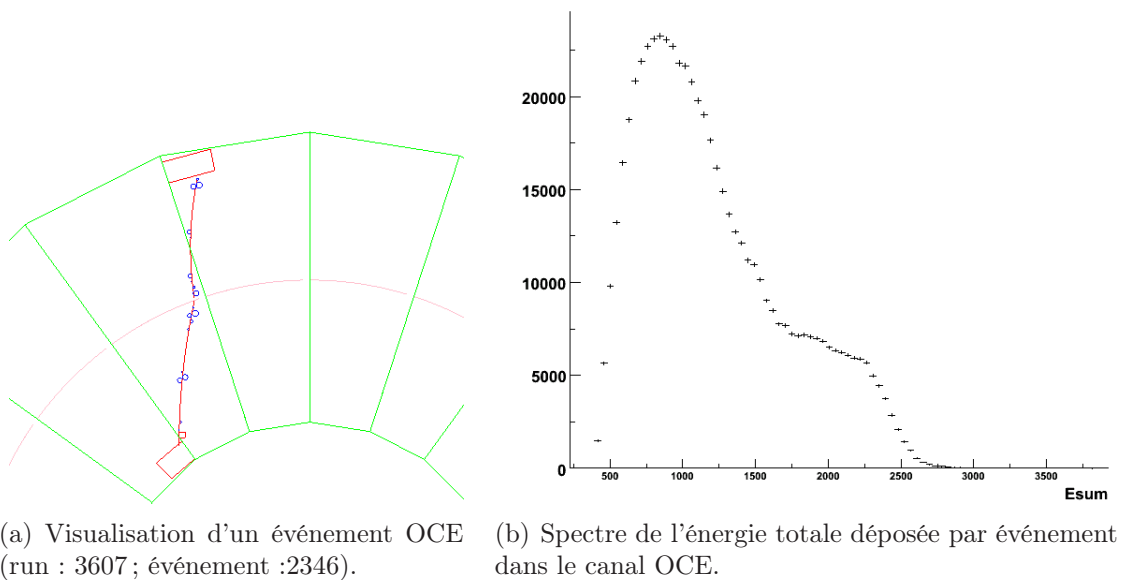


FIG. 4.11 – Résultats de la sélection des événements OCE.

Chaque bruit de fond a été simulé puis sélectionné par le canal OCE. Les contributions ont été normalisées avec la durée d'acquisition des données réelles et les activités mesurées par spectrométrie γ . La figure 4.12 montre clairement que la somme des contributions simulées ne reproduit pas le spectre en énergie des données réelles quelle que soit la gamme en énergie observée.

Nous avons ainsi montré qu'il est nécessaire de déterminer plus précisément l'activité des contaminants externes

Notons que la contamination en ^{60}Co est localisée essentiellement dans le fer de la structure des secteurs du détecteur. La conséquence d'une contamination éloignée des scintillateurs est d'avoir une efficacité d'un ordre de grandeur inférieur par rapport aux efficacités de sélection des contaminants dans les PM. L'influence de ce bruit de fond sera donc faible, ce qui nous permet de justifier dans la suite de ce travail que nous utiliserons l'activité mesurée par spectrométrie γ :

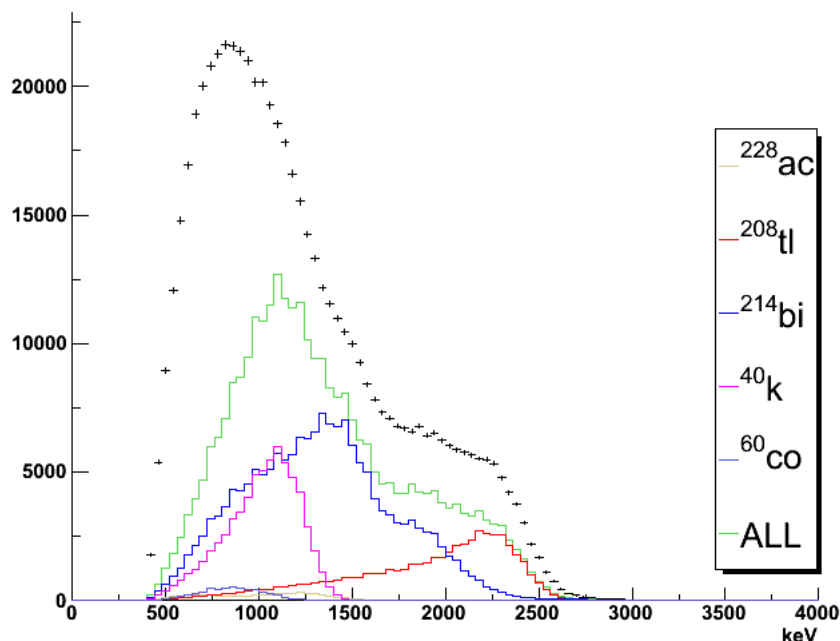


FIG. 4.12 – Distribution de l'énergie totale déposée par événement dans le canal OCE. Les données réelles sont représentées par les points noirs, l'histogramme vert est la somme des contributions simulées pour les activités mesurées par spectroscopie gamma.

$$A_{Co60} = 17 \text{ Bq}$$

La contamination en radon de la chambre à fils est un point sensible pour la recherche de la double désintégration bêta. Un effort important a été fait pour comprendre et mesurer la contamination de surface des fils des cellules Geiger en ^{214}Bi . C'est pour cela que lors de cette étude du bruit de fond externe, nous avons fait le choix d'utiliser les activités moyennes dans les secteurs 5 à 8 mesurées par nos collaborateurs[59] :

$$A_{Bi214} = 140 \text{ mBq}$$

$$A_{Pb214} = 140 \text{ mBq}$$

Mesure des contributions à haute énergie L'analyse des événements OCE simulés a permis de déterminer que pour une énergie supérieure à 2000 keV, les principales contributions de bruit de fond sont : le ^{208}Tl et le ^{214}Bi provenant des PM et le ^{214}Bi déposé sur les fils des cellules Geiger.

La mesure des activités en thallium et en bismuth des PM est obtenue en trois étapes :

- aux données réelles sont soustraites les contributions des bruits de fond connus,
- afin de reproduire à haute énergie le spectre résultant, les contributions des spectres en énergies du ^{208}Tl et du ^{214}Bi sont ajustées,
- ainsi, ces proportions permettent d'obtenir les activités des contaminants une fois renormalisées au temps d'exposition et aux efficacités respectives.

L'étude du canal OCE à haute énergie a permis de mesurer un niveau de contamination des PM tel que :

$$\begin{aligned} A_{\text{Tl}208} &= 31,2 \pm 0,3 \text{ Bq} \\ A_{\text{Bi}214} &= 382 \pm 18 \text{ Bq} \\ \chi^2/\text{ndof} &= 6,7 \end{aligned}$$

En admettant que l'équilibre des chaînes de décroissances naturelles soit respecté, l'activité en ^{228}Ac a été extraite à partir du taux de contamination en ^{208}Tl :

$$A_{\text{Ac}228} = 89,1 \pm 0,9 \text{ Bq}$$

Mesure des contributions à basse énergie D'après le modèle de bruit de fond établi précédemment, les contributions à basse énergie ($E_{\text{tot}} < 1500 \text{ keV}$) sont : le ^{210}Bi , le ^{40}K et l' ^{152}Eu des scintillateurs plastiques ; le ^{210}Bi déposé sur les fils ; le ^{40}K du verre des PM.

Les formes des spectres en énergie (E_{tot} et E_{max}) de ces différents isotopes sont assez semblables. Or, le principe de l'algorithme d'ajustement des contributions des spectres est basé sur l'étude de la forme de ces spectres. Il est donc très difficile de converger vers une solution unique.

Lors d'une première étude, les activités de tous les contaminants cités ci-dessus ont été mesurées. La solution présentant un rapport minimal du χ^2/ndof est reportée dans le tableau 4.7.

Isotope	Localisation	Activité Bq
^{40}K	PM	956 ± 185
^{210}Bi	fil	$1,3 \pm 0,7$
^{152}Eu	scintillateur	17 ± 9
^{210}Bi		$< 10^{-3}$
^{40}K		10 ± 6

TAB. 4.7 – Résultat préliminaire d'une partie du modèle de bruit de fond externe.

Plusieurs considérations nous ont amené à remettre en cause ce modèle fond externe :

1. tout d'abord au sein de la collaboration, une étude spécifique de la contamination de surface des fils de la chambre en ^{210}Bi a permis de mesurer cette activité. L'activité moyenne obtenue est de $130 \pm 15 \text{ mBq}$. La conséquence de cet écart est que la contribution en ^{210}Bi à la surface des scintillateurs en est directement impactée,
2. de plus, ce modèle de bruit de fond ne permet pas de reproduire le spectre en énergie d'un second canal d'événements externes consistant en un γ et un électron traversant (comme on le verra dans le paragraphe 4.3.3),
3. dans une moindre mesure, l'écart observé entre la mesure germanium du taux de contamination des PM en ^{40}K (mesure germanium : 831 Bq) et la mesure effectuée avec NEMO-3 influence directement la mesure des taux de contamination en ^{40}K et en ^{152}Eu des scintillateurs. La mesure de la contamination des PM en ^{40}K étant une extrapolation de la mesure d'un seul PM, la confiance attribuée à cette mesure est donc toute relative lorsqu'on l'applique à l'ensemble du détecteur.

Par la suite, l'activité en ^{210}Bi de la chambre à dérive a été fixée à 130 mBq. De plus, le taux de contaminations des PM en ^{40}K a été contraint dans une gamme de l'ordre de 5% autour de la valeur germanium.

Un nouvel ajustement des spectres avec ces contraintes a permis d'obtenir les résultats suivants :

$$\begin{aligned} A_{k40-PM} &= 859 \pm 25 \text{ Bq} \\ A_{Eu152-SSCIN} &= 31 \pm 5 \text{ Bq} \\ A_{Bi210-SSCIN} &= 5 \pm 2 \text{ Bq} \\ A_{K40-SSCIN} &= 6 \pm 3 \text{ Bq} \\ \chi^2/ndof &= 10 \end{aligned}$$

La figure 4.13 représente le spectre en énergie totale déposée par événement dans le canal OCE pour le modèle de bruit de fond mesuré par cette analyse.

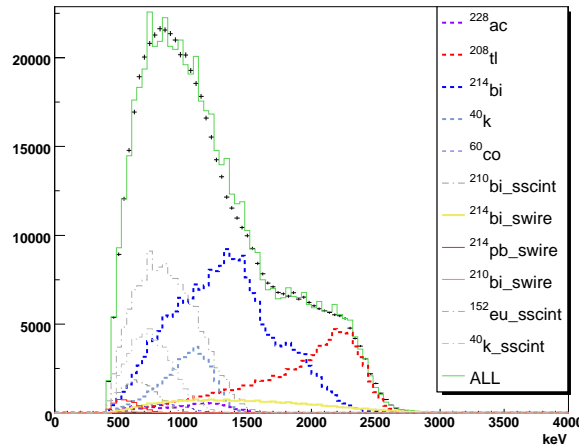


FIG. 4.13 – Spectre de l'énergie totale déposée par événement dans le canal OCE. La somme des contributions de bruit de fond externe représentée par la courbe verte doit reproduire l'allure du spectre des données (les points noirs).

Notons que la somme des contributions simulées permet de reproduire correctement les données réelles jusqu'à une énergie totale de 2 MeV et de manière satisfaisante au-delà.

La mesure des taux de contamination externe par le canal OCE semble satisfaisante, mais cette étude a nécessité de contraindre fortement plusieurs contributions. Il est donc intéressant de confirmer ce modèle par l'étude d'un second canal caractéristique du bruit de fond externe.

4.3.3 Contrôle du modèle de bruit de fond externe par le canal (γ -électron) traversant

Le modèle de bruit de fond externe obtenu par l'étude du canal OCE peut être vérifié par un autre canal sensible également à ces contaminants. Lorsque le γ d'origine interagit au coeur

du scintillateur par effet Compton, l'électron est susceptible de ne pas sortir du scintillateur, en revanche le γ résultant peut interagir avec la feuille source et produire un électron qui sera observé dans la chambre.

La définition de tels événements est :

- deux scintillateurs isolés sur les murs internes/externes,
- les scintillateurs touchés doivent être sur des murs opposés,
- l'énergie minimum déposée dans chaque scintillateur est supérieure à 200 keV,
- une trace de courbure négative associée avec un des scintillateurs touchés,
- tous les critères de qualité des traces sont respectés,
- aucun cluster de cellules retardées ne doit être identifié,
- les temps de vol sont compatibles avec une hypothèse externe,
- les événements ont un vertex reconstruit sur les feuilles sources (^{82}Se et du ^{150}Nd).

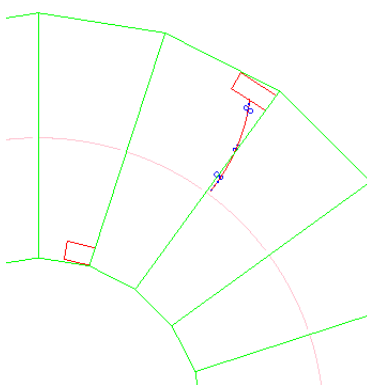


FIG. 4.14 – Visualisation d'un événement OCG (run : 3607 ; événement : 46341).

Cette topologie a permis de sélectionner 91979 événements comme celui présenté sur la figure 4.14.

Isotope	Localisation	efficacité
^{228}Ac	Verre	$1,43 \cdot 10^{-6}$
^{208}Tl	des	$7,69 \cdot 10^{-6}$
^{214}Bi	PM	$3,12 \cdot 10^{-6}$
^{40}K		$1,18 \cdot 10^{-6}$
^{214}Bi	Surface	$2,23 \cdot 10^{-5}$
^{214}Pb	des	$8,05 \cdot 10^{-6}$
^{210}Bi	fil	$2,6 \cdot 10^{-8}$
^{210}Bi	Surface	$2,2 \cdot 10^{-8}$
^{40}K	des	$1,79 \cdot 10^{-6}$
^{152}Eu	scintillateur	$1,04 \cdot 10^{-5}$
^{60}Co	Structure	$3,78 \cdot 10^{-7}$

TAB. 4.8 – Efficacité de sélection au canal OCG.

Le tableau 4.8 permet de voir que :

- les émetteurs β externes sont très faiblement efficaces dans ce canal appelé OCG (One Crossing Gamma),
- ce canal permet de bien contrôler le modèle de bruit de fond des PM, ce qui est particulièrement intéressant puisque la quasi-totalité du bruit de fond externe à haute énergie ($E_{tot} > 2000$ keV) provient de la contamination des PM,
- cette topologie ne permet pas de vérifier convenablement les contaminations à basse énergie des scintillateurs (masse totale de scintillateur plastique dans NEMO-3 : 6400 kg).

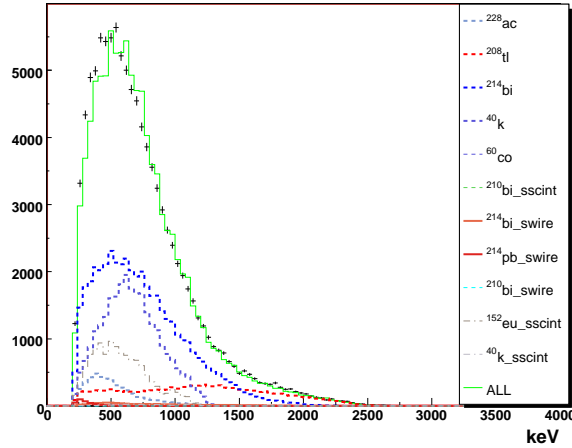


FIG. 4.15 – Spectre de l'énergie totale déposée par événement dans le canal OCG. La somme des contributions de bruit de fond externe représentée par la courbe verte doit reproduire l'allure du spectre des données (points noirs).

Pour une énergie supérieure à 800 keV, la forme du spectre est correctement reproduite par les bruits de fond externes simulés, normalisés par les temps d'acquisition et les activités mesurées précédemment. Le canal OCG permet de valider les résultats obtenus par le canal OCE.

En dessous de 1 MeV, la somme des contributions estimées présente un écart de l'ordre de 5% avec le spectre de données réelles. Nous montrerons que cette incertitude sur la détermination du bruit de fond externe à basse énergie ne contribue pas lors de la recherche du processus $\beta\beta 0\nu$ et peu lors de la mesure du signal $\beta\beta 2\nu$.

Ce modèle de bruit de fond externe sera utilisé dans la suite de l'analyse.

4.4 Mesure des bruits de fond internes du ^{150}Nd et du ^{82}Se

Le bruit de fond interne est défini par l'émission de particules provenant des feuilles sources $\beta\beta$. La compréhension exacte des taux de contamination interne est fondamentale pour une mesure précise de la période du processus $\beta\beta 2\nu$ et pour la recherche d'un signal potentiel $\beta\beta 0\nu$. Il est d'autant plus important de maîtriser ces bruits de fond qu'ils sont relativement efficaces dans le canal deux électrons internes utilisé pour la recherche du processus $\beta\beta$.

4.4.1 Étude des contributions dans le canal $e\alpha(\gamma)$

L'analyse du canal $e\alpha(\gamma)$ caractéristique de la cascade BiPo^{214} permet de mesurer le taux de contamination en ^{214}Bi . L'originalité de cette analyse vient du fait que ce canal n'est pas défini seulement par la décroissance du radioélément mais par la coïncidence du β de décroissance du Bismuth avec l' α retardé ($164 \mu\text{s}$) de décroissance du Polonium offrant ainsi une signature physique spécifique. Les niveaux excités du ^{214}Po permettent d'envisager l'extension de ce canal en identifiant un γ supplémentaire.

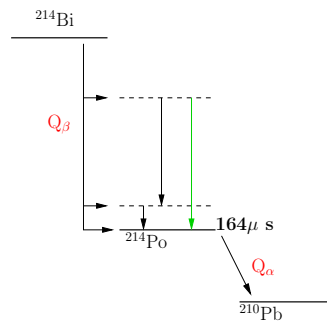


FIG. 4.16 – Schéma de décroissance de la cascade ^{214}Bi - ^{214}Po .

Définition du canal $e\alpha(\gamma)$

L'expression de ce canal est définie par les critères suivants :

- l'événement comporte un ou deux scintillateurs isolés sur les murs internes/externes,
- l'énergie minimum déposée dans chaque scintillateur est supérieure à 200 keV,
- une trace de courbure négative associée avec un des scintillateurs touchés,
- une trace retardée, courte et rectiligne caractéristique d'un alpha est identifiée,
- tous les critères de qualité de la trace sont respectés,
- les traces doivent avoir un vertex commun sur la feuille source,
- chaque PM présente un facteur de calibration compatible avec un fonctionnement stable,
- les temps de vol sont compatibles avec une hypothèse interne,
- le vertex est localisé sur les feuilles sources correspondant au ^{82}Se ou au ^{150}Nd .

Événements attribués aux feuilles sources

Bien que ce canal d'analyse permette une sélection extrêmement pure des événements produits par la désintégration du ^{214}Bi . Cette technique de sélection présente deux principaux inconvénients :

- l'efficacité de sélection du ^{214}Bi dans la feuille source est faible ($\varepsilon = 4,4 \cdot 10^{-3}$) principalement due au fait que l'alpha doit sortir de la feuille source. De plus, la mesure germanium donne une activité inférieure à 5 mBq/kg (moyennée ^{150}Nd et ^{82}Se). Cette faible activité estimée associée à une efficacité de sélection très faible aura pour conséquence une faible statistique pour extraire la contamination recherchée.
- La contamination de surface en ^{214}Bi des plans de fils proches des feuilles sources alimente aussi ce canal d'étude ($\varepsilon = 8,3 \cdot 10^{-5}$). Effectivement, la reconstruction du vertex sur la feuille source est une extrapolation de la trace candidate de la particule chargée. Ainsi, le

fait qu'une particule soit émise de la feuille source ou du premier de fil ne peut pas être discriminé.

La forme des spectres en énergie étant quasiment la même, l'algorithme d'analyse de forme ne peut pas converger vers une solution unique.

Pour ces raisons, le choix a été fait d'utiliser ce canal uniquement pour la feuille de ^{82}Se . L'ajustement des spectres ne fournissant pas une solution unique, c'est l'ensemble des solutions qui est étudié. Pour une contamination nulle de la chambre, l'activité en ^{214}Bi de la feuille source est de l'ordre de 3,5 mBq et pour une contamination nulle de la feuille source, l'activité de la chambre est de 185 mBq. La solution la plus probable est celle fournie lorsque l'activité de la chambre est fixée à la valeur proposée précédemment ($A_{214\text{Bi-SWIRE}}=140$ mBq). Dans ces conditions, l'activité des feuilles source de ^{82}Se est de :

$$A_{Bi214} = 0,9 \pm 0,3 \text{ mBq}$$

Soit $A_{Bi214} = 1,0 \pm 0,3 \text{ mBq/kg}$

La détermination de l'activité en ^{214}Bi des sources est dépendante de la qualité de la mesure de l'activité en ^{214}Bi de la chambre à fils. Toutefois, cette mesure est compatible avec les mesures germaniums.

4.4.2 Étude des contributions dans le canal $e\gamma\gamma$

Les runs de janvier 2005 à décembre 2006 ont été utilisés pour l'étude du canal $e\gamma\gamma$. Seuls les runs labellés avec un *mauvais statut* ont été rejetés. Cette période d'acquisition représente 1,34 années de prises de données.

L'analyse des schémas de décroissance des principaux candidats à la génération de bruit de fond (Cf. tableau 4.3) et des résultats de simulation ont permis d'établir que le ^{208}Tl et le ^{214}Bi sont les radio-éléments sélectionnés le plus efficacement au moyen du canal $e\gamma\gamma$.

Définition du canal $e\gamma\gamma$

La définition du canal $e\gamma\gamma$ représenté par la figure 4.17 consiste en l'identification d'un électron en coïncidence avec deux γ provenant des feuilles sources de ^{150}Nd ou de ^{82}Se .

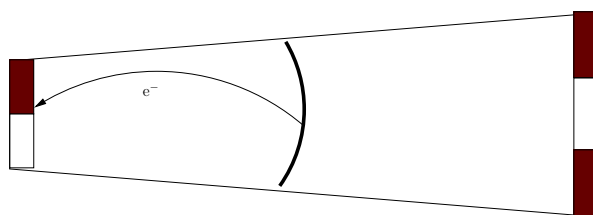


FIG. 4.17 – Topologie d'un événement $e\gamma\gamma$.

Les critères utilisés sont les suivants :

- trois scintillateurs isolés sur les murs internes/externes,
- l'énergie minimum déposée dans chaque scintillateur est supérieure à 200 keV,
- une trace de courbure négative associée avec un des scintillateurs touchés,
- tous les critères de qualité de la trace sont respectés,
- chaque PM présente des facteurs de calibration compatibles avec un fonctionnement stable,

- les temps de vol sont compatibles avec une hypothèse interne,
- les événements proviennent des feuilles sources correspondant au ^{82}Se ou au ^{150}Nd .

Le tableau 4.9 résume les efficacités de sélection par le canal $e\gamma\gamma$ des principaux isotopes des modèles de bruit de fond interne sensibles à ces critères.

Isotope	efficacité
^{208}Tl	$1,21.10^{-2}$
^{214}Bi	$7,25.10^{-3}$
^{228}Ac	$1,34.10^{-3}$
^{212}Bi	$1,69.10^{-4}$

TAB. 4.9 – Efficacité de sélection au canal $e\gamma\gamma$ de quelques isotopes dans la source de ^{150}Nd .

Cette étude permet de sélectionner des événements comme celui représenté sur la figure 4.18.

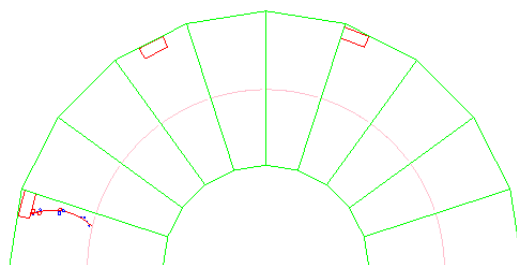


FIG. 4.18 – Visualisation d'un événement $e\gamma\gamma$ (run : 4462 ; événement : 29542).

Aucun critère de sélection supprimant de potentielles particules alpha retardées n'a été utilisé dans la définition du canal $e\gamma\gamma$. Ainsi, l'efficacité de sélection du ^{214}Bi n'est pas dégradée et ce qui permet éventuellement de mesurer ainsi le taux de contamination en bismuth.

Mesure de la contamination en ^{208}Tl dans la feuille source du ^{150}Nd

En utilisant ce canal, un lot de 603 événements dont l'électron identifié présente un vertex sur la sixième bande du secteur cinq est attribué à la contamination du ^{150}Nd .

La simulation permet de prédire qu'en moyenne 72 événements sont attribués au bruit de fond externe en utilisant le modèle présenté section 4.3.2.

Dans le cas du ^{150}Nd , pour une énergie totale déposée par événement supérieure à 2,7 MeV, seul le ^{208}Tl peut contribuer significativement. L'ajustement du spectre en énergie simulé du ^{208}Tl sur les données de NEMO-3 dans la gamme en énergie [2700 ; 4000] keV permet d'attribuer 91 événements au thallium. L'activité totale de la source de ^{150}Nd en ^{208}Tl est ainsi mesurée au niveau de :

$$\begin{aligned}
 A_{Tl208} &= 0.44 \pm 0.07 \text{ mBq} \\
 \text{Soit } A_{Tl208} &= 7.5 \pm 1.3 \text{ mBq/kg} \\
 \chi^2/ndof &= 1,22
 \end{aligned}$$

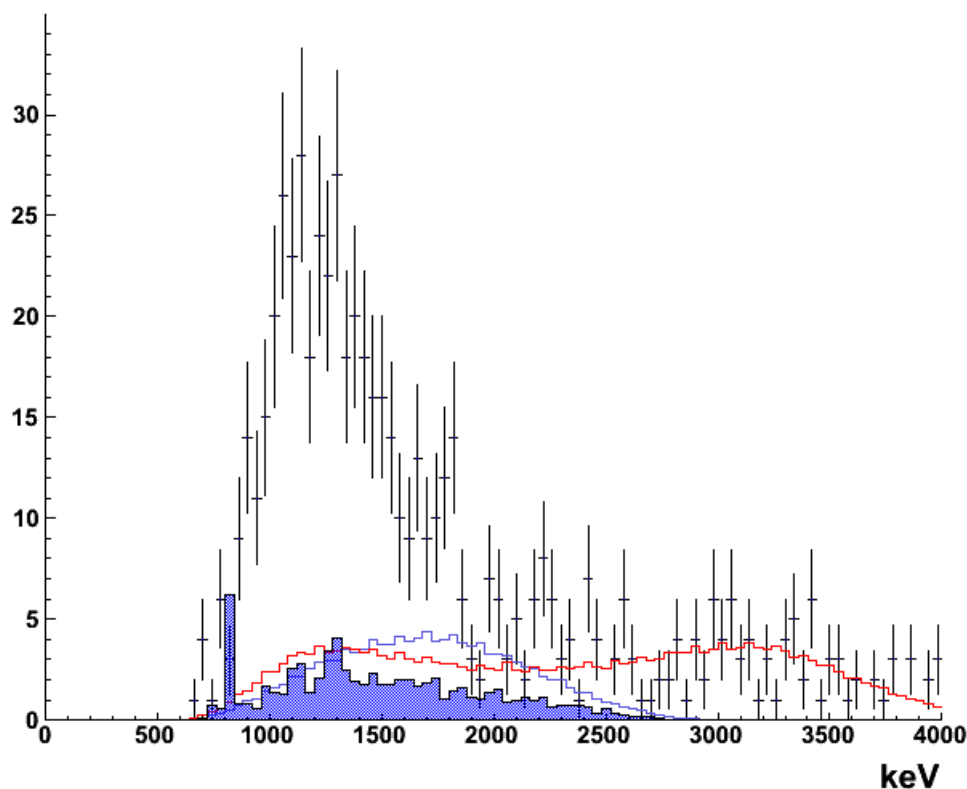


FIG. 4.19 – Spectre de l'énergie déposée par événement $e\gamma\gamma$ dans la feuille de ^{150}Nd . La contribution estimée du bruit de fond externe dans ce canal est représentée par l'histogramme bleu, les histogrammes rouge et bleu sont les simulations de ^{208}Tl et de ^{214}Bi et les points sont les données sélectionnées.

Mesure de la contamination en ^{208}Tl pour le ^{82}Se

Pour les feuilles sources de ^{82}Se , un lot de 1787 événements $e\gamma\gamma$ a été sélectionné. L'estimation statistique de la contribution du bruit de fond externe dans ce canal explique 990 ± 40 événements.

Afin de s'affranchir de toute contamination pour la mesure du ^{208}Tl , seuls les événements ayant déposé plus de 3 MeV sont sélectionnés. Ainsi, 40 événements sont affectés au ^{208}Tl , ce qui correspond à une activité de :

$$\begin{aligned} A_{\text{Tl}208} &= 320 \pm 50 \quad \mu\text{Bq} \\ \text{Soit } A_{\text{Tl}208} &= 340 \pm 55 \quad \mu\text{Bq/kg} \\ \chi^2/ndof &= 1,35 \end{aligned}$$

Si l'on admet que l'équilibre des chaînes radio-actives naturelles est respecté, l'activité du ^{208}Tl permet de fixer les activités en : ^{228}Ac , ^{212}Bi et ^{212}Pb .

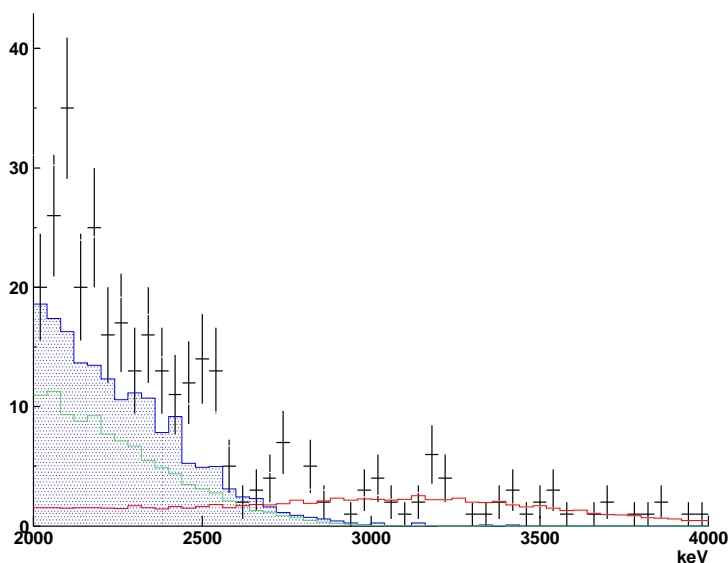


FIG. 4.20 – Spectre de l'énergie déposée par événement $e\gamma\gamma$ provenant de la feuille de ^{82}Se . La contribution estimée du bruit de fond externe dans ce canal est représentée par l'histogramme bleu, en vert et en rouge sont représentées les contributions du ^{214}Bi et du ^{208}Tl et les données sont représentées par les points noirs. L'ajustement de la contribution du ^{208}Tl reproduit le spectre expérimental au dessus de 3 MeV.

	Activité μBq	Activité $\mu\text{Bq/kg}$
^{208}Tl	320 ± 50	340 ± 55
^{228}Ac	915 ± 140	980 ± 150
^{212}Bi	915 ± 140	980 ± 150
^{212}Pb	915 ± 140	980 ± 150

TAB. 4.10 – Activité mesurée par le canal $e\gamma\gamma$ pour la source de ^{82}Se .

4.4.3 Étude des contributions dans le canal $e\gamma$

Le canal $e\gamma$ permet de sélectionner les événements provenant d'émetteurs β dont le noyau fils admet des états excités. Rappelons qu'un γ de 1 MeV a 50% de chance d'interagir dans un scintillateur de NEMO-3 (c'est à dire 10 cm de polystyrène). Seul les isotopes présentant une forte probabilité d'émettre un γ pourront être mesurés efficacement par ce canal d'analyse.

D'après le modèle de bruit de fond défini pour les feuilles de ^{82}Se , il reste à mesurer les activités en ^{234m}Pa et en ^{210}Bi . Notons que le canal $e\gamma$ n'est pas assez efficace pour la sélection des événements produits par ces radio-éléments. En revanche plusieurs isotopes du modèle de bruit de fond du ^{150}Nd peuvent être étudiés par ce canal.

Définition du canal $e\gamma$

Un événement $e\gamma$ caractérise principalement une décroissance β en coïncidence avec un γ de désexcitation provenant d'une des feuilles sources du détecteur.

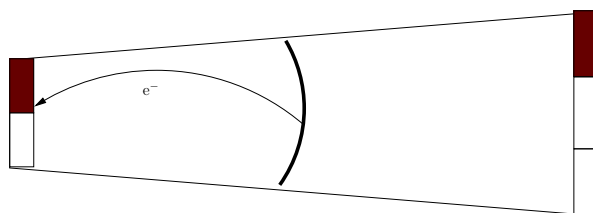


FIG. 4.21 – Topologie d'un événement $e\gamma$.

Ce canal est défini avec les critères suivants :

- deux scintillateurs isolés sur les murs internes/externes
- l'énergie minimum déposée dans chaque scintillateur est supérieure à 200 keV,
- une trace de courbure négative associée avec un des scintillateurs touchés,
- tous les critères de qualité de la trace sont respectés,
- chaque PM présente des facteurs de calibration compatibles avec un fonctionnement stable,
- les temps de vol sont compatibles avec une hypothèse interne,
- les événements proviennent de la feuille source correspondant au ^{150}Nd ,

Le tableau 4.11 résume les efficacités de sélection par le canal $e\gamma\gamma$ des principaux isotopes des modèles de bruit de fond interne.

Isotope	efficacité
^{208}Tl	$3,23 \cdot 10^{-2}$
^{214}Bi	$3,08 \cdot 10^{-2}$
^{228}Ac	$2,04 \cdot 10^{-2}$
^{212}Bi	$2,80 \cdot 10^{-3}$
^{207}Bi	$4,10 \cdot 10^{-3}$
^{152}Eu	$3,94 \cdot 10^{-3}$
^{150}Nd	$1,29 \cdot 10^{-3}$
^{234}Pa	$9,57 \cdot 10^{-4}$

TAB. 4.11 – Efficacité de sélection au canal $e\gamma$ de quelques isotopes dans la source de ^{150}Nd .

Analyse des événements $e\gamma$ provenant de la feuille de ^{150}Nd

Parmi les contaminants listés dans le modèle de bruit de fond du ^{150}Nd , le canal $e\gamma$ permet de mesurer l'activité du ^{208}Tl , du ^{214}Bi , de l' ^{152}Eu , du ^{207}Bi , du ^{60}Co et du ^{137}Cs .

Les β du ^{60}Co et du ^{137}Cs sont de faibles énergies ($E_\beta < 500$ keV dans 99% des cas). Les règles d'identification d'un électron imposent que l'énergie minimum déposée soit supérieure à 200 keV. Pour cela, le canal $e\gamma$ est très peu efficace quant à la sélection des événements provenant de ces isotopes (efficacité de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-5}). De plus, les faibles activités en

^{60}Co et en ^{137}Cs (2-3 mBq/kg) mesurées par les détecteurs germanium permettent de justifier que dans la suite de l'analyse, l'activité de chacun de ces contaminants soit fixée à la valeur obtenue par les mesures germanium.

Bien que le ^{208}Tl se désintègre quasi-systématiquement avec un β accompagné d'au moins deux γ de désexcitation, le canal $e\gamma$ reste pour autant un bon canal d'analyse du fait que l'efficacité de détection des γ dans NEMO-3 est limitée.

Parmi les 6801 événements sélectionnés dans ce canal, l'étude de la localisation des vertex de désintégration sur la feuille source de ^{150}Nd a mis en évidence des zones de plus forte contamination que la majorité de la surface. Ces zones sont qualifiées de *points chauds* (Cf. figure 4.22). L'analyse de la forme du spectre β provenant des points chauds a permis de déterminer que ces événements sont dus à la désintégration du ^{207}Bi . La mesure des activités des quatre autres contaminants est facilitée par le fait qu'ils contribuent dans des régions distinctes d'énergie.

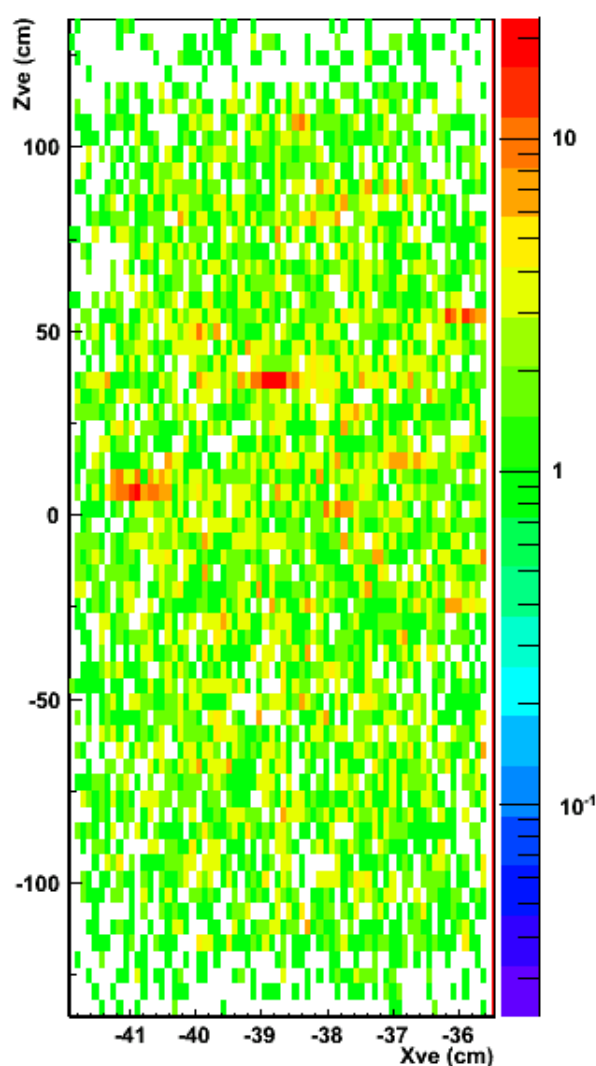


FIG. 4.22 – Distribution des vertex des événements $e\gamma$ provenant de la feuille de ^{150}Nd .

Contribution à haute énergie Les seules contributions dans la gamme [2200-4000] keV du spectre en énergie totale déposée par événement sont le bruit de fond externe, le ^{214}Bi et le

^{208}Tl . Après avoir fixé la contribution attendue du bruit de fond externe, les activités des deux

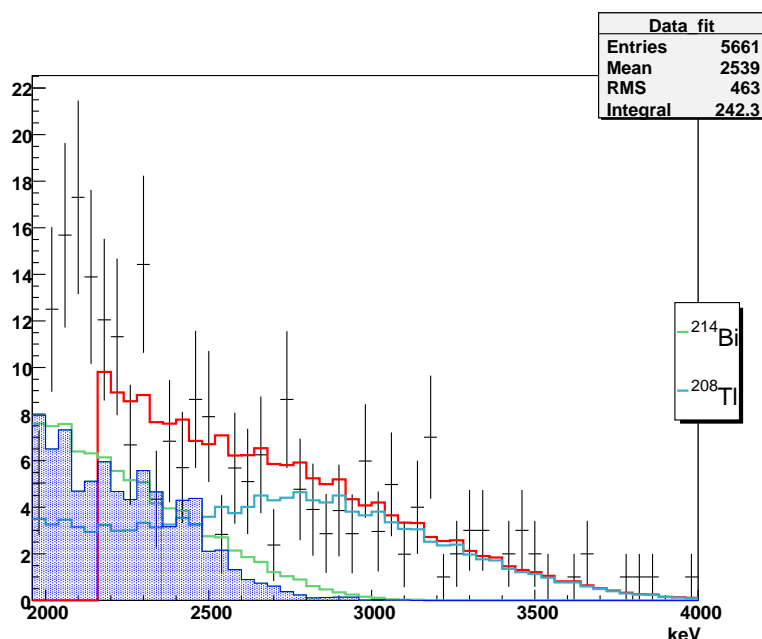


FIG. 4.23 – Énergie totale déposée dans le canal $e\gamma$. Les données réelles sont représentées par les points noirs. L'histogramme bleu correspond à la contribution du fond externe. La ligne verte indique le ^{214}Bi simulé et normalisé à l'activité mesurée et la ligne bleu le ^{208}Tl . La ligne rouge est le résultat de l'ajustement statistique ($\chi^2/\text{ndof} = 1,02$).

autres contaminants sont mesurées par ajustement des proportions des spectres en énergie du Bismuth et du Thallium.

$$\begin{aligned}
 A_{\text{Tl}208} &= 0,53 \pm 0,06 \text{ mBq} \\
 \text{Soit } A_{\text{Tl}208} &= 9,1 \pm 1,1 \text{ mBq/kg} \\
 A_{\text{Bi}214} &= 0,27 \pm 0,15 \text{ mBq} \\
 \text{Soit } A_{\text{Bi}214} &= 4,7 \pm 2,5 \text{ mBq/kg} \\
 \chi^2/\text{ndof} &= 1,02
 \end{aligned}$$

Dans le cadre de l'hypothèse d'équilibre de la chaîne de décroissance naturelle : l'activité en ^{208}Tl permet de fixer les activités en ^{228}Ac , ^{212}Bi et en ^{212}Pb , de même que l'activité en ^{214}Bi fixe le taux de contamination en ^{214}Pb (Cf. tableau 4.12).

Systématiques de la mesure Afin de déterminer si les mesures précédentes et les choix d'analyse influencent significativement le résultat, plusieurs mesures ont été effectuées en modifiant les paramètres utilisés.

Il a été choisi de modifier dans l'analyse le taux de contamination en ^{60}Co et en ^{137}Cs . Que ce soit une augmentation d'un ordre de grandeur ou la suppression complète de cette contribution, les activités mesurées en ^{214}Bi et en ^{208}Tl n'ont été perturbées que de l'ordre de 1%.

De plus, le bruit de fond externe est le principal paramètre imposé lors de cette analyse. Seule la contribution en ^{214}Bi en provenance de la chambre à fils affecte la mesure du ^{214}Bi de la feuille du néodyme. Il a été observé qu'une variation de cette contamination externe d'un facteur deux altère la mesure de l'activité du ^{214}Bi de près de 20%.

	Activité mBq	Activité mBq/kg
^{214}Bi	$0,27 \pm 0,15$	$4,7 \pm 2,5$
^{214}Pb	$0,27 \pm 0,15$	$4,7 \pm 2,5$
^{208}Tl	$0,53 \pm 0,06$	$9,1 \pm 1,1$
^{228}Ac	$1,47 \pm 2,9$	$25,1 \pm 2,9$
^{212}Bi	.	.
^{212}Pb	.	.

TAB. 4.12 – Activité mesurée par le canal $e\gamma$ pour la source de ^{150}Nd .

Contribution à énergie moyenne Une fois les activités du ^{208}Tl et du ^{214}Bi mesurées, il est possible après soustraction de leur contribution de mesurer l'activité en ^{207}Bi et en ^{152}Eu .

Bien que la double désintégration bêta produise deux électrons émis dans la source et aucun γ , les émetteurs $\beta\beta$ contribuent faiblement lors de l'analyse du canal $e\gamma$. Ceci est dû au fait que l'algorithme de tracking ne reconstruit pas 100 % des trajectoires des particules chargées. Afin d'estimer l'impact du processus $\beta\beta$ du ^{150}Nd sur la mesure, on a utilisé une demi-vie estimée à $T_{1/2} \approx 10^{19}$ années correspondant à une activité effective de 0,7 mBq.

La gamme en énergie utilisée pour cette mesure a été choisie dans l'intervalle [1000-1800] keV avec les objectifs suivants :

- utiliser un lot d'événements distinct de celui utilisé lors de l'analyse de la mesure du thallium et du bismuth. Cela impose que la gamme en énergie doit être inférieure à 2000 keV.
- réduire l'impact des bruits de fond à basse énergie (aux alentours de 1000 keV).

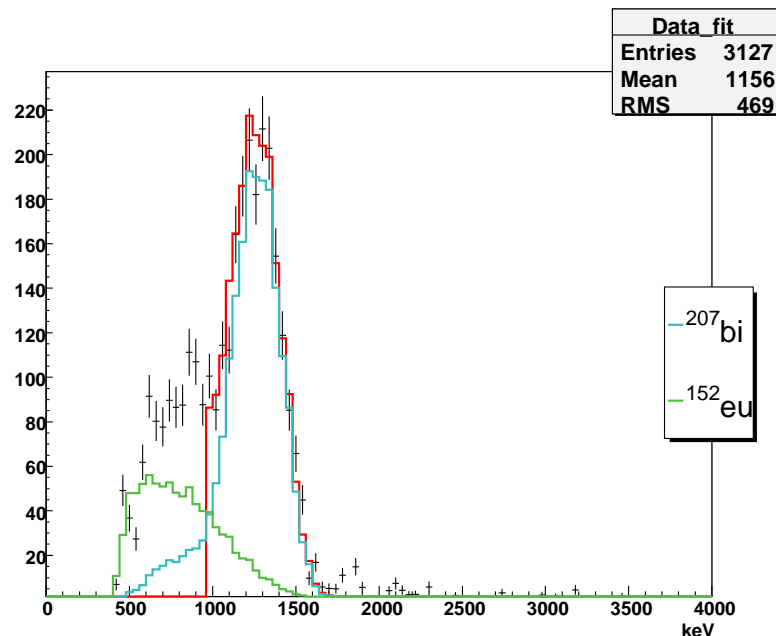


FIG. 4.24 – Spectre de l'énergie totale déposée par les événements du canal $e\gamma$. Les points représentent les données réelles soustraites des contributions connues. Les lignes verte et bleue représentent les contributions en ^{152}Eu et en ^{207}Bi simulées. Le résultat de l'ajustement du spectre total est donné par la ligne rouge ($\chi^2/\text{ndof} = 4$).

Pour cette gamme en énergie, le résultat obtenu est :

$$\begin{aligned} A_{Bi207} &= 11,5 \pm 0,5 \text{ mBq} \\ \text{Soit } A_{Bi207} &= 198 \pm 10 \text{ mBq/kg} \\ A_{Eu152} &= 6 \pm 1 \text{ mBq} \\ \text{Soit } A_{Eu152} &= 107 \pm 20 \text{ mBq/kg} \\ \chi^2/ndof &= 4 \end{aligned}$$

Systematiques de la mesure Cette mesure a été effectuée en modifiant quelques paramètres pour estimer leurs impacts sur le résultat. Une variation de l'ordre de 25% sur l'activité effective proposée pour le ^{150}Nd a permis d'affirmer que ce paramètre n'influence pas significativement le résultat.

Plusieurs ajustements ont été effectués pour des gammes en énergie différentes. Cela a permis de mettre en évidence une forte instabilité quant à la détermination de l'activité en ^{152}Eu . Cela s'explique par le fait que : l'efficacité de sélection de cet isotope est faible ; la forme du spectre en énergie s'apparente quasiment à un fond plat pour le ^{207}Bi dans la gamme en énergie étudiée.

En ce qui concerne la mesure de l'activité du ^{207}Bi , elle ne varie que de 5% pour un ajustement effectué jusqu'à une limite inférieure de 800 keV.

4.4.4 Étude des contributions dans le canal e^-

L'interprétation d'un événement à un électron joue un rôle fondamental. Bien que ce canal apporte moins d'information topologique que les canaux étudiés précédemment, il n'en reste pas moins nécessaire pour l'analyse des bruits de fond. En effet, certains radio-éléments sont des émetteurs β purs ou avec une très faible probabilité d'émission de γ : c'est le cas des ^{234m}Pa , ^{210}Bi et ^{40}K dont les contributions restent à évaluer dans les feuilles de ^{82}Se et de ^{150}Nd .

Isotope	énergie β (keV)	énergie γ (keV)	intensité γ (%)
^{234m}Pa	2195	1001	0,84
^{210}Bi	1162	0	0
^{40}K	1312	1461	10,7

TAB. 4.13 – Profil de décroissance de quelques isotopes.

Le tableau 4.13 permet de noter deux aspects importants :

- le ^{210}Bi et ^{40}K sont des émetteurs β dont l'énergie de transition est de l'ordre de 1200 keV. Cela en fait des contaminants lors de l'analyse $\beta\beta 2\nu$ mais aucunement pour la recherche de la $\beta\beta 0\nu$.
- L'énergie disponible lors de la désintégration β du ^{234m}Pa est largement supérieure à celle des autres contaminants non-mesurés jusqu'à maintenant.

Définition du canal un électron *interne*

Un événement à un électron interne caractérise principalement une décroissance β pure provenant des feuilles sources du détecteur et la définition topologique de ces événements est :

- un scintillateur des murs internes ou externes touché,
- une énergie minimum supérieure à 400 keV,

- une trace de courbure négative de longueur supérieure à 40 cm,
- la trace et le scintillateur sont associés,
- les critères de qualité de la trace sont respectés,
- aucun cluster de cellules identifié à proximité de la trace reconstruite,
- chaque PM présente des facteurs de calibration compatible avec un fonctionnement stable,
- les événements proviennent des feuilles sources correspondant au ^{82}Se ou au ^{150}Nd .

Aucune information temporelle ne permet de définir l'origine du vertex d'émission de la particule et seule la courbure de la trajectoire de cet hypothétique électron permet de définir que cette particule provient de la source.

Le tableau 4.14 résume les efficacités de sélection par le canal à un électron de quelques isotopes du modèle de bruit de fond interne.

Isotope	efficacité
^{208}Tl	0,04
^{214}Bi	0,11
^{234m}Pa	0,34
^{210}Bi	0,14
^{40}K	0,20
^{82}Se	0,16

TAB. 4.14 – Efficacité de sélection au canal un électron pour la source de ^{82}Se .

Mesure des taux de contamination du ^{150}Nd

Cette analyse a porté sur les six premiers mois de l'année 2006. 66118 événements de cette topologie ont été sélectionnés dans les runs ne présentant pas de problèmes majeurs.

L'étude de ce canal a permis de mettre en évidence une contamination ponctuelle et intense de la feuille de ^{150}Nd .

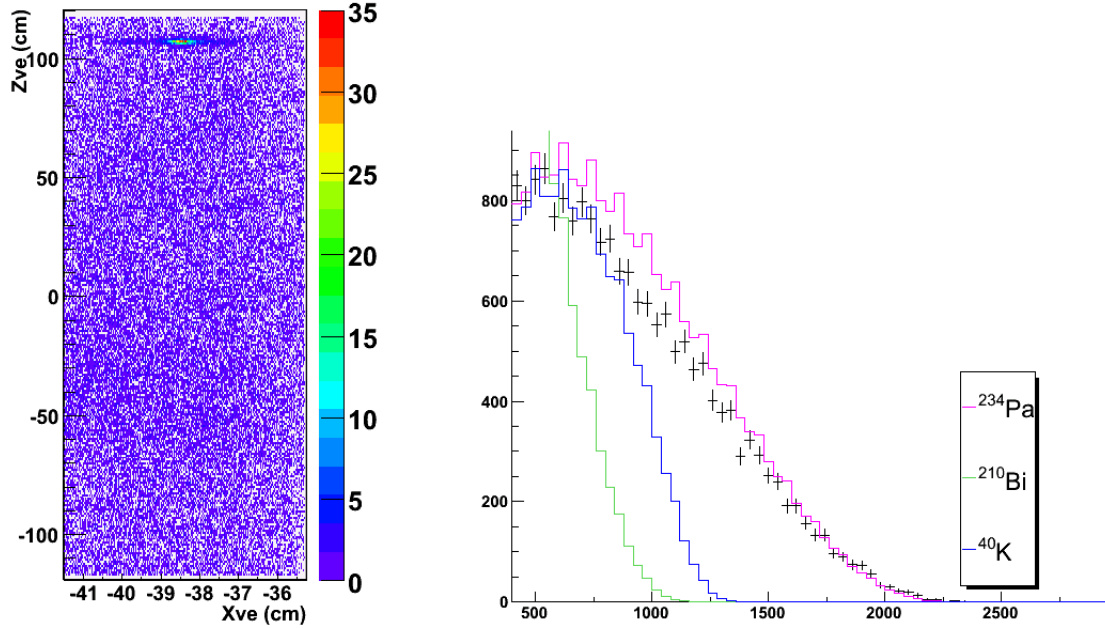
L'analyse du spectre en énergie des événements dont le vertex est reconstruit dans cette zone, a montré que le ^{234m}Pa est à l'origine de la contamination (Cf figure 4.25).

Contribution à haute énergie Dans le canal à un électron, le ^{234m}Pa est la seule contribution significative et qui n'a pas été mesurée pour une énergie dans la gamme en énergie [1400-2000] keV.

La mesure de l'activité en ^{234m}Pa de la feuille de ^{150}Nd a été effectuée avec et sans le point chaud identifié précédemment, les résultats sont présentés dans le tableau 4.15.

avec point chaud	sans point chaud
$A_{Pa^{234m}} = 3,19 \pm 0,06$ mBq	$A_{Pa^{234m}} = 2,19 \pm 0,05$ mBq
$A_{Pa^{234m}} = 55,0 \pm 1,0$ mBq/kg	$A_{Pa^{234m}} = 37,8 \pm 0,9$ mBq/kg
$\chi^2/\text{ndof} = 1,62$	$\chi^2/\text{ndof} = 2,1$

TAB. 4.15 – Résultat de l'analyse du canal un électron à haute énergie.



(a) Distribution des vertex des événements de type un électron dans la feuille source de ^{150}Nd .

(b) Représentation de l'énergie déposée par événement dans le canal à un électron provenant du point *chaud*. Les données sont symbolisées par les points noirs. La forme du spectre en énergie est principalement reproduite par le ^{234m}Pa .

FIG. 4.25 – Analyse du point chaud dans le canal à un électron.

Contribution à basse énergie Les contaminants restant à mesurer (^{40}K et ^{210}Bi) contribuent essentiellement à basse énergie (inférieur à 1400 keV) dans le canal à un électron.

L'ajustement du spectre expérimental a permis d'obtenir les résultats suivants :

$$\begin{aligned}
 A_{K40} &= 9,1 \pm 3,8 \text{ mBq} \\
 \text{Soit } A_{K40} &= 157 \pm 65 \text{ mBq/kg} \\
 A_{Bi210} &= 24,3 \pm 10,4 \text{ mBq} \\
 \text{Soit } A_{Bi210} &= 419 \pm 180 \text{ mBq/kg} \\
 \chi^2/ndof &= 5,2
 \end{aligned}$$

Ce résultat est associé à un mauvais facteur de qualité du fit, ce qui laisse à penser que les activités mesurées ne sont pas correctes. Pourtant, cette conclusion n'est pas critique pour la recherche d'une décroissance $\beta\beta 0\nu$. Ces noyaux sont des émetteurs β dont l'énergie de transition Q_β est inférieure aux énergies de transition des émetteurs $\beta\beta$ étudiés dans NEMO-3. Ces contaminants ne contribuent pas pour la recherche du processus $\beta\beta 0\nu$ et peu à la mesure de la période de décroissance $\beta\beta 2\nu$.

Systématiques de la mesure Dans la feuille source du ^{150}Nd , la contamination en ^{234m}Pa est tellement importante que les incertitudes sur l'activité des autres bruits de fond contribuant dans cette zone en énergie n'influent que très peu sur la mesure. De plus, le bruit de fond externe ne contribue que faiblement dans cette feuille source.

Rappelons que l'activité en ^{152}Eu a été mesurée avec le canal $e\gamma$. Due aux instabilités de l'ajustement, cette mesure doit être utilisée avec précaution. Par conséquent, la capacité de

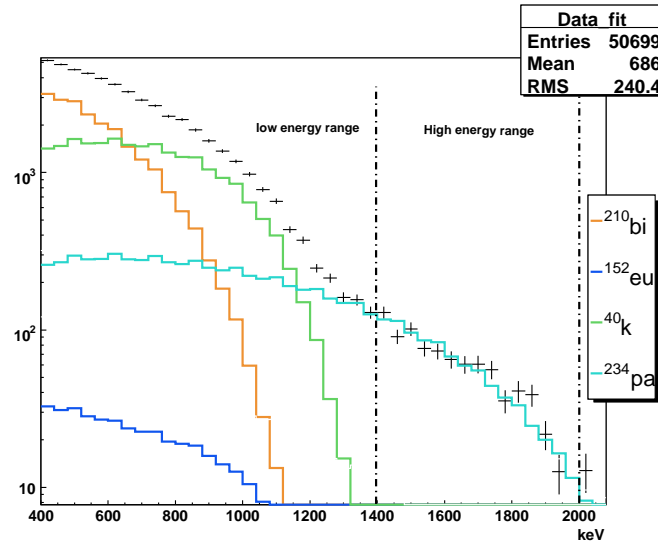


FIG. 4.26 – Spectre en énergie du canal à un électron. Les points représentent le spectre en énergie des données moins les contributions mesurées précédemment. Le spectre de l' ^{40}K correspond à la ligne verte, le ^{210}Bi , la ligne orange et pour l' Eu^{152} la ligne bleu foncé. La contribution du ^{234m}Pa simulé est la ligne bleu clair.

l'euporium à affecter la mesure dans la gamme en énergie [400-1400] keV en ^{40}K et en ^{210}Bi a fait l'objet d'une étude.

La mesure HPGe a mis en évidence une contamination en ^{152}Eu de l'ordre de 40 mBq/kg, ce qui est deux fois plus faible que l'activité mesurée avec NEMO-3. Pour cela plusieurs niveaux de contaminations en Europium (5/10/80/100 mBq/kg) ont été imposés pour ensuite tester l'impact sur les activités du Bismuth et du Potassium mesurées par le canal à un électron.

L'effet du taux de contamination en Europium sur la mesure de l'activité en ^{210}Bi et en ^{40}K est inférieur à 3%. Ce résultat justifie que l'on puisse utiliser, dans ce cas, la mesure en ^{152}Eu effectuée avec NEMO-3.

Mesure des contaminations pour le ^{82}Se

Dans les conditions standard de fonctionnement et pour une durée de 11792606 secondes d'acquisition, 419261 événements de ce type provenant de la feuille source de ^{82}Se ont été sélectionnés.

Bien que la décroissance $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se passe par l'émission simultanée de deux électrons, le canal à un électron présente une efficacité de sélection de l'ordre de 15 % au processus $\beta\beta$ (Cf. tableau 4.14). Cela peut s'expliquer par le fait que :

- bien que l'épaisseur des feuilles sources ait été étudiée pour favoriser l'émission des électrons dans la chambre, lorsqu'un des électrons d'une décroissance $\beta\beta$ ne sort pas de la feuille source, cet événement contribue alors dans le canal à un électron,
- de plus, sachant que l'efficacité de reconstruction des traces n'est pas parfaite, il arrive que la trajectoire d'une particule chargée ne soit pas reconstruite. Il suffit que cet électron ne déclenche pas un deuxième PM pour que cet événement contribue dans le canal à un électron.

La période de décroissance $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se (valeur recommandée dans [39]) et de la quantité d'isotopes présents dans NEMO-3 permettent d'estimer l'activité de cette source à 1,5 mBq. Après avoir pris en compte les contributions mesurées et estimées, cette mesure permet d'obtenir les activités du ^{234m}Pa , du ^{210}Bi et du ^{40}K .

Contribution à haute énergie La mesure de l'activité en ^{234m}Pa a été effectuée en ajustant le spectre en énergie dans la gamme [1400-2400] keV, le résultat est :

$$\begin{aligned} A_{Pa234m} &= 14,0 \pm 0,5 \text{ mBq} \\ \text{Soit } A_{Pa234m} &= 15,1 \pm 0,5 \text{ mBq/kg} \\ \chi^2/ndof &= 2,2 \end{aligned}$$

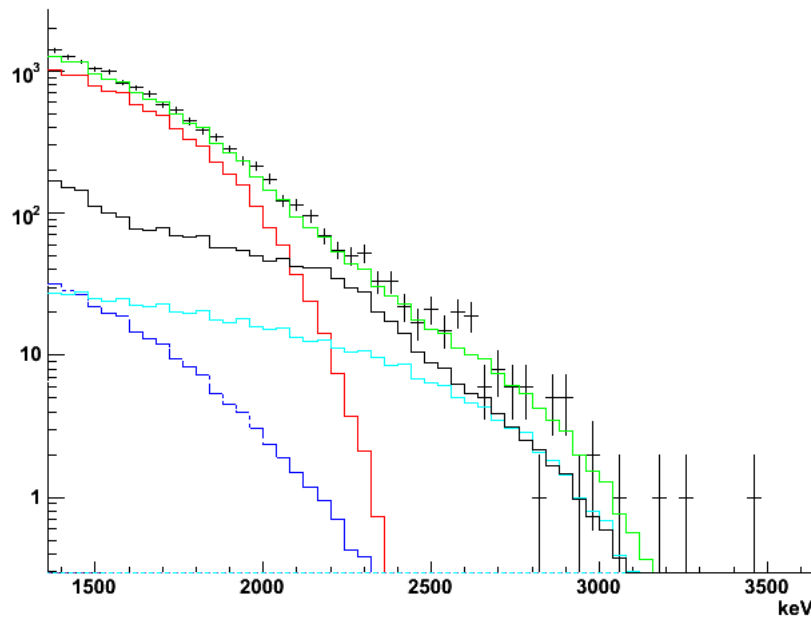


FIG. 4.27 – Spectre à haute énergie des événements un électron. Le spectre noir représente la contribution des bruits de fond externe, les contributions en ^{214}Bi et en ^{82}Se sont identifiées par les spectres en bleu foncé et bleu clair. Le spectre rouge correspond à l'ajustement de la contribution en ^{234m}Pa ($\chi^2/ndof = 2,2$). Le spectre vert qui représente la somme des contributions reproduit l'allure du spectre des données.

Systematiques de la mesure Dans la gamme en énergie [1400-2400] keV, les principales contributions sont : le bruit de fond externe, le ^{214}Bi , les émetteurs β de la chaîne du ^{232}Th , le ^{82}Se et le ^{234m}Pa .

Nous avons jusqu'alors émis l'hypothèse que les activités des contributions lors de cette mesure étaient bien connues. Supposons maintenant qu'il y ait une incertitude de l'ordre de 50% indépendamment sur l'un de ces taux de contaminations :

- l'impact du bruit de fond externe sur la mesure de l'activité en ^{234m}Pa est de 10% à 15%,
- dans le cas du ^{214}Bi , la variation sur la mesure est inférieure à 5%,
- l'influence d'une variation des activités des isotopes de la chaîne du ^{232}Th (^{228}Ac et ^{212}Bi) est de l'ordre de 3%,

- une erreur sur l'activité estimée en ^{82}Se entraîne une variation de l'ordre de 2% à 3%.

Une large incertitude sur les activités des bruits de fond à cette mesure n'influe que faiblement à la mesure de la contamination en ^{234m}Pa . Notons toutefois que le modèle de bruit de fond externe reste la principale cause d'incertitude.

Contribution à basse énergie D'après le modèle de bruit de fond interne défini précédemment, ce canal permet de mesurer l'activité en ^{40}K et en ^{210}Bi .

L'ajustement des contributions des spectres en énergie de ces isotopes aux données ne converge pas vers une solution unique stable.

Le ^{40}K ayant été mesuré par spectrométrie γ tandis que le ^{210}Bi , qui est un émetteur β pur, n'a pas fait l'objet de mesure, il a été choisi de fixer l'activité en potassium afin d'extraire une estimation de l'activité en ^{210}Bi .

Pour une activité en ^{40}K de 55 mBq/kg, nous avons une contamination en ^{210}Bi de l'ordre de :

$$\begin{aligned} A_{Bi210} &= 123 \pm 5 \text{ mBq} \\ \text{Soit } A_{Bi210} &= 115 \pm 5 \text{ mBq/kg} \end{aligned}$$

Systématiques de la mesure Cette mesure dépend de deux paramètres :

- le modèle de bruit de fond externe présente une contamination en ^{210}Bi en surface des fils des cellules Geiger. La forme du spectre en énergie de cette contribution est identique à celle du ^{210}Bi provenant de la feuille source. Donc la mesure de l'activité de la chambre à fils influe nécessairement sur la mesure de la contamination de la feuille. L'activité en ^{210}Bi dans les feuilles sources du ^{82}Se est de l'ordre de 115 mBq/kg tandis que l'activité totale de la chambre à dérive est de l'ordre de 130 mBq. Mais sachant que nous avons fixé la contrainte d'avoir le vertex de la trace reconstruite sur la feuille source étudiée, cette mesure n'est sensible qu'aux contaminations proches de la source étudiée. Cela signifie que seuls les fils des cellules Geiger proches de la feuille source contribuent au bruit de fond. L'impact du ^{210}Bi des fils est trop faible pour induire une modification significative à cette mesure (inférieur à 1%).
- bien que l'activité en ^{40}K ait été fixée à partir des mesures germanium, il est utile de contrôler l'impact de ce choix sur la mesure de l'activité en ^{210}Bi . Lorsque l'activité en ^{40}K varie entre 35 et 75 mBq, l'activité en ^{210}Bi varie entre 130 et 100 mBq. Une mesure correcte en ^{210}Bi nécessite une bonne estimation de l'activité en ^{40}K .

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons défini les mécanismes par lesquels les bruits de fond externes et internes contaminent le canal spécifique à la recherche du processus $\beta\beta0\nu$. L'analyse des données de l'expérience NEMO-3 a donc nécessité la construction d'un modèle de bruit de fond pour estimer leur impact sur le signal recherché.

Des mesures de spectrométrie γ ont permis d'établir un modèle préliminaire qui s'est révélé en léger désaccord avec les données. La mise au point d'un modèle de bruit de fond plus complet a été possible grâce à la capacité du détecteur à identifier et à mesurer les contaminations des différents matériaux qui le constituent.

Le modèle que nous avons ainsi défini présente plusieurs avantages : les niveaux de contamination mesurés permettent de reproduire les données réelles (Cf. figure 4.28), les émetteurs β

purs sont mesurés et le détecteur NEMO-3 permet de déterminer le lieu des différentes contaminations.

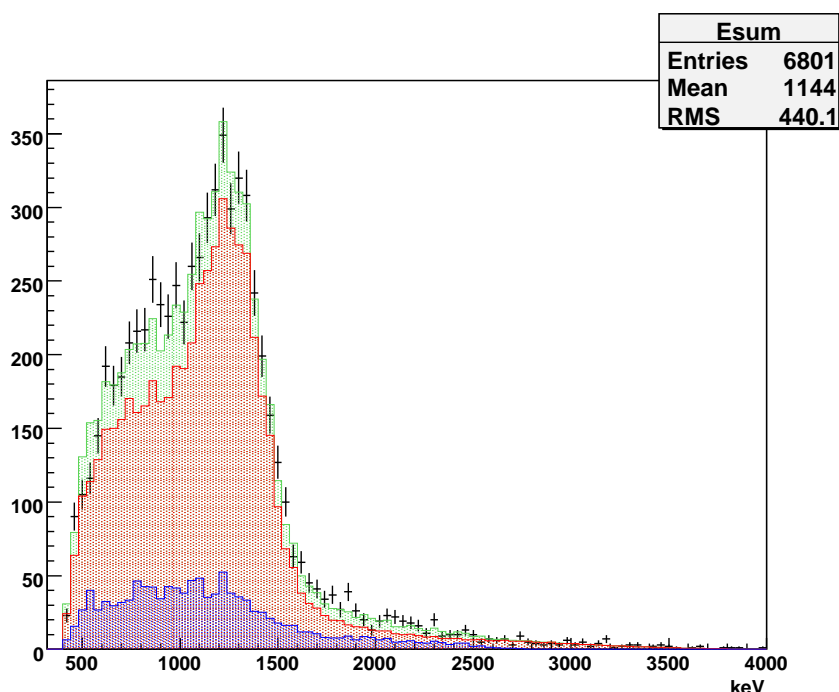


FIG. 4.28 – Spectre de l'énergie totale déposée par événement dans le canal $e\gamma$ basé sur le modèle défini pour le ^{150}Nd . L'historgramme vert est la somme des contributions simulées de bruit de fond externes et internes. Cet histogramme reproduit les données représentées par les points noirs.

Cette étude a conduit à l'observation de contaminations localisées dans des points chauds : le niveau de contamination en ^{207}Bi et son efficacité dans le canal propre à la recherche du signal $\beta\beta$ sont suffisamment faibles pour ne pas tenir compte des événements provenant de ces régions qui n'altèrent pas le rapport signal sur bruit. En revanche, la contamination en ^{234m}Pa localisée dans certaines zones doit être retirée lors de l'analyse des données pour l'analyse du signal provenant du ^{150}Nd .

Rappelons que l'étude de la région en énergie d'intérêt pour le ^{150}Nd nécessite de connaître l'impact du signal $\beta\beta 2\nu$ et le niveau de contamination interne en ^{208}Tl . L'étude du signal $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se nécessite de plus la mesure du taux de contamination en ^{214}Bi . Or dans ce chapitre, nous avons pu vérifier que l'incertitude sur le taux de contamination en radon de la chambre à dérive influence fortement la détermination de l'activité en ^{214}Bi des feuilles sources.

Le modèle de bruit de fond étant établi, nous pouvons maintenant mesurer la période de demi-vie du processus $\beta\beta 2\nu$ pour estimer le plus précisément possible le nombre d'événements attendus dans la région d'intérêt et ainsi rechercher une signature significative du processus $\beta\beta 0\nu$.

Chapitre 5

Étude de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ et recherche du processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{150}Nd et du ^{82}Se

L'étude de la double désintégration bêta nécessite une analyse fine des événements à deux électrons provenant des feuilles sources étudiées. Bien que cette topologie soit spécifique à la décroissance $\beta\beta$, nous avons vu jusqu'à maintenant que plusieurs sources de contamination sont susceptibles de peupler ce canal d'analyse. La connaissance des bruits de fond étant un point critique de l'expérience, un modèle complet a été mis au point afin d'étudier son impact sur le signal potentiel provenant des sources de ^{150}Nd et de ^{82}Se .

Dans ce chapitre, les contributions des différents bruits de fond et du signal $\beta\beta$ seront déconvoluées à l'aide de la simulation afin d'extraire la période de décroissance des émetteurs considérés. Cette information sera ensuite utilisée afin d'estimer la contribution du processus permis par le Modèle Standard ($\beta\beta 2\nu$) à la recherche d'un signal $\beta\beta 0\nu$.

5.1 Mesure de la période de décroissance $\beta\beta 2\nu$

La décroissance $\beta\beta 2\nu$ étant le bruit de fond ultime lors de la recherche du processus $\beta\beta 0\nu$, il est primordial de connaître sa contribution dans la gamme en énergie d'intérêt. Pour cela, la période de décroissance $\beta\beta$ du ^{150}Nd et du ^{82}Se doivent faire l'objet d'une mesure aussi précise que peut le permettre le détecteur NEMO-3.

5.1.1 Définition du canal à deux électrons internes ($2e_{int}$)

La double désintégration bêta consiste en l'émission simultanée de deux électrons provenant du même noyau. Du fait de la granularité du détecteur, une double désintégration bêta est identifiée par deux électrons émis d'un vertex commun (à la résolution de l'ordre du centimètre) de la surface des feuilles sources et déposant leur énergie dans le calorimètre.

Le canal utilisé dans cette étude pour la recherche des événements à deux électrons internes est défini avec les critères suivants :

- deux scintillateurs isolés sur les murs internes/externes,
- l'énergie minimum déposée dans chaque scintillateur est supérieure à 200 keV,
- l'énergie totale déposée doit être inférieure à 4000 keV,
- deux traces de courbure négative chacune associée à un scintillateur touché,

- les traces doivent avoir un vertex commun sur la feuille source étudiée,
- tous les critères de qualité des traces sont respectés,
- aucun cluster de cellules retardées ne doit être identifié à proximité des traces promptes,
- les temps de vol sont compatibles avec une hypothèse interne,
- les événements ont un vertex reconstruit sur les feuilles sources (^{82}Se ou ^{150}Nd).

La figure 5.1 montre un événement de ^{208}Tl simulé et sélectionné par la canal $2e_{int}$. L'énergie totale déposée par les électrons est de 2136 keV, le temps de vol de chaque électron est de l'ordre de 0,8 ns.

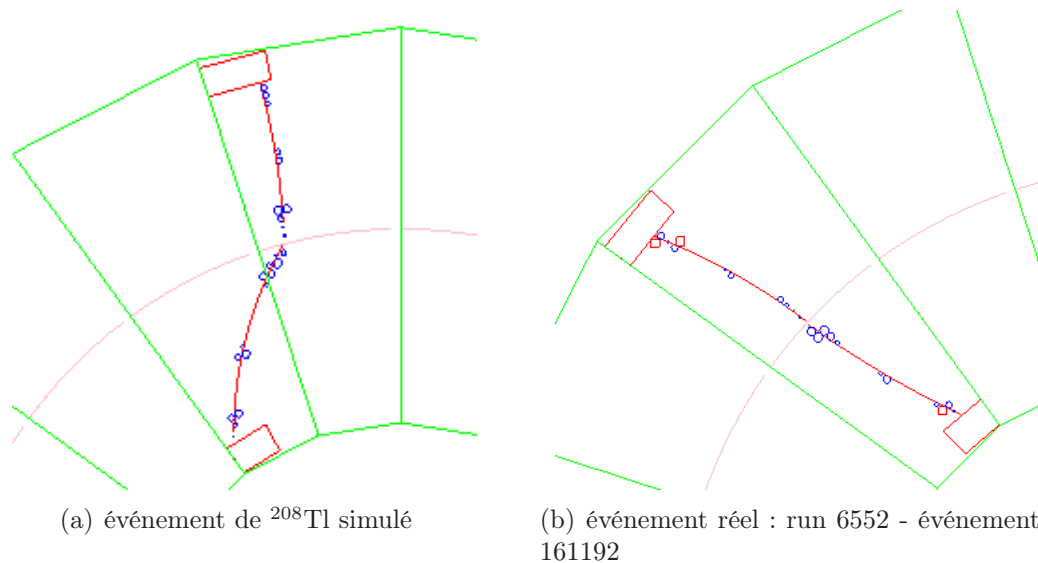


FIG. 5.1 – Visualisation d'événements $2e_{int}$.

La possibilité d'observer un tel événement justifie l'effort porté lors de l'analyse des contaminants de fond. La contribution de chaque bruit de fond doit être estimée pour l'analyse du signal $\beta\beta$.

5.1.2 Contribution des bruits de fond au canal $2e_{int}$

L'estimation des contributions des bruits de fond dans le canal $2e_{int}$ nécessite trois paramètres :

- les activités de chaque bruit de fond mesurées dans le chapitre 4,
- la durée d'acquisition des données réelles pour normaliser les différentes contributions,
- l'efficacité de sélection du canal étudié $2e_{int}$ pour chaque contaminant.

Le tableau 5.1 récapitule les efficacités des bruits de fond des modèles externes définis pour le ^{150}Nd et le ^{82}Se dans le canal $2e_{int}$.

Le modèle de bruit externe associé à l'analyse des efficacités présentées dans le tableau 5.1 permet de confirmer que le bruit externe est d'autant plus négligeable que la masse d'isotope à étudier est faible dans le canal $2e_{int}$.

Le tableau 5.2 présente les efficacités des bruits de fond des modèles internes définis pour le ^{150}Nd et le ^{82}Se dans le canal $2e_{int}$.

Les critères de sélection appliqués aux événements de bruit de fond simulés étant les mêmes pour les deux sources, les efficacités de sélection pour le canal $2e_{int}$ sont donc identiques aux incertitudes statistiques près dans le cas d'un détecteur parfait. Dans ces conditions, si les

Localisation	Isotope	efficacité pour le ^{150}Nd	efficacité pour le ^{82}Se
Verre des PM	^{208}Tl	8.10^{-10}	$2,1.10^{-8}$
	^{214}Bi	3.10^{-10}	$4,5.10^{-9}$
	^{40}K	1.10^{-10}	$1,8.10^{-9}$
	^{228}Ac	5.10^{-11}	$1,7.10^{-9}$
Scintillateurs	^{152}Eu	4.10^{-9}	$2,8.10^{-8}$
	^{40}K	4.10^{-9}	4.10^{-8}
	^{210}Bi	$<1.10^{-9}$	$<1.10^{-9}$
Surface des fils	^{214}Pb	$1,1.10^{-6}$	$2,1.10^{-5}$
	^{214}Bi	$8,8.10^{-7}$	$1,6.10^{-5}$
	^{210}Bi	$6,4.10^{-8}$	$9,2.10^{-7}$
Structure	^{60}Co	$1,3.10^{-10}$	$1,3.10^{-9}$

TAB. 5.1 – Efficacité de sélection des bruits de fond externes au canal deux électrons internes.

Isotope	efficacité pour le ^{150}Nd	efficacité pour le ^{82}Se
^{208}Tl	$1,30.10^{-3}$	$1,27.10^{-3}$
^{214}Bi	$1,35.10^{-3}$	$1,27.10^{-3}$
^{234m}Pa	$8,50.10^{-4}$	$9,84.10^{-4}$
^{228}Ac	$5,71.10^{-4}$	$5,90.10^{-4}$
^{212}Bi	$3,88.10^{-4}$	$4,32.10^{-4}$
^{214}Pb	$5,13.10^{-4}$	$4,42.10^{-4}$
^{40}K	$1,75.10^{-4}$	$1,17.10^{-4}$
^{210}Bi	$2,41.10^{-5}$	$4,8.10^{-5}$
^{212}Pb	$< 2.10^{-8}$	$< 2.10^{-8}$
^{60}Co	$4,47.10^{-6}$	-
^{137}Cs	$2,07.10^{-6}$	-
^{207}Bi	$1,84.10^{-4}$	-
^{152}Eu	$1,10.10^{-4}$	-

TAB. 5.2 – Efficacité de sélection des bruits de fond internes au canal deux électrons internes.

coupages définissant le canal $2e_{int}$ mènent aux mêmes efficacités, indépendamment de l'activité, chaque bruit de fond aura un impact différent en fonction de l'énergie de transition de l'émetteur $\beta\beta$ étudié.

Notons que les émetteurs β purs, de part leur faible efficacité dans ce canal influent faiblement sur l'étude de la décroissance $\beta\beta 2\nu$. De plus, leurs spectres en énergie peuplent une gamme en énergie généralement inférieure à 2 MeV (Cf. figure 5.2). Pour ces contaminants, l'incertitude sur la mesure de leur activité n'est donc pas problématique pour l'étude du processus $\beta\beta$. Au-delà de 2 MeV, les sources $\beta\beta$ ne sont plus sensibles qu'à quelques contaminants.

L'énergie de transition du ^{150}Nd étant plus élevée que celle du ^{82}Se le rapport signal sur bruit est sensiblement plus favorable pour le ^{150}Nd .

Rappelons toutefois que la simulation décrit un détecteur parfait. Il est donc nécessaire de prendre en compte l'efficacité de sélection une fois les conditions de fonctionnement de l'expérience prises en compte pour la période d'acquisition étudiée (Cf section 3.3.3).

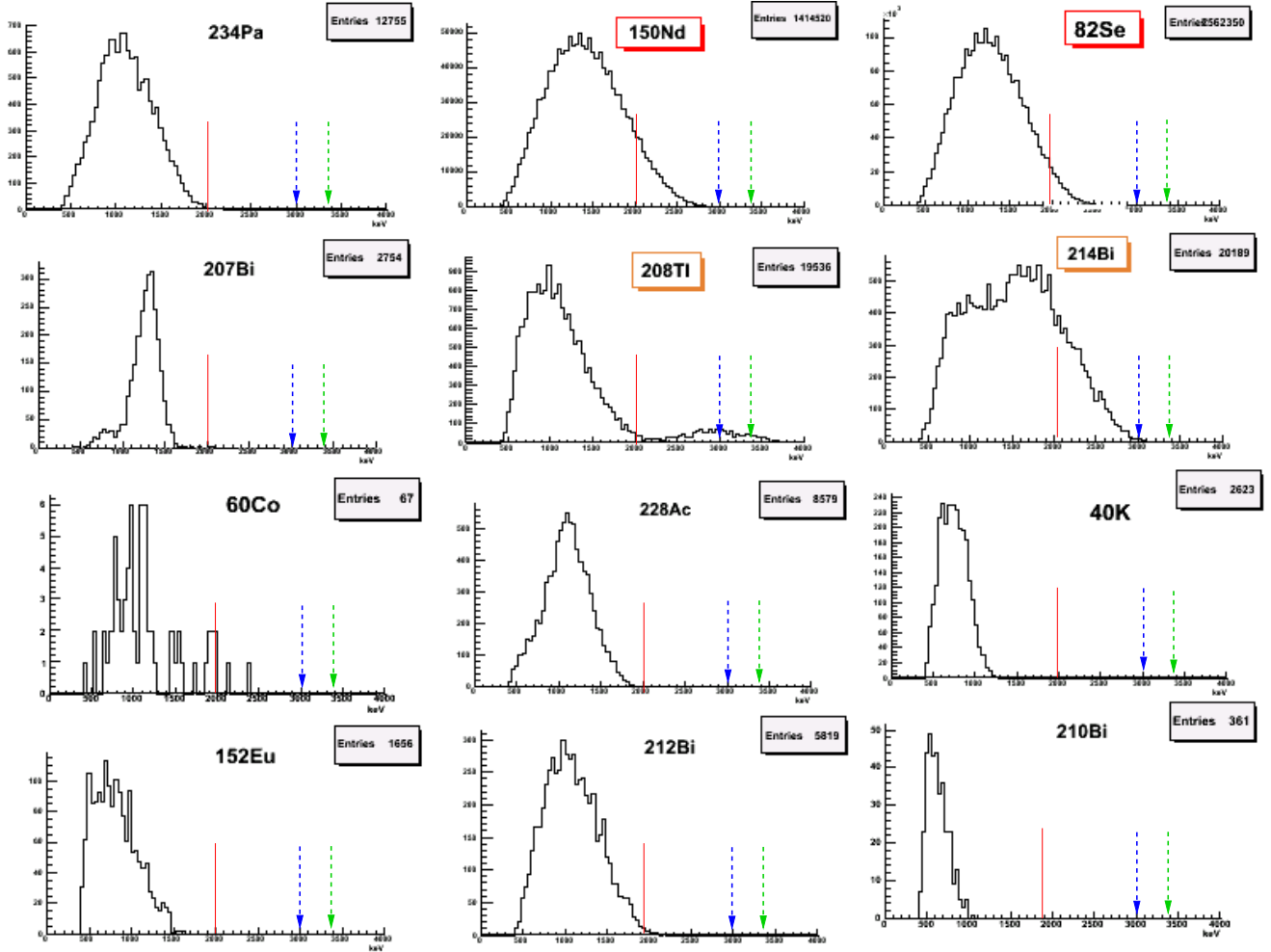


FIG. 5.2 – Profil des distributions en énergie totale déposée dans le canal $2e_{int}$ pour chaque contribution interne. Le trait rouge indique une énergie totale déposée de 2 MeV. Les flèches bleues et vertes permettent de localiser la position en énergie du $Q_{\beta\beta}$ du ^{82}Se et du ^{150}Nd .

5.1.3 Mesure de la demi-vie du processus $\beta\beta 2\nu$ pour le ^{150}Nd

La période de décroissance $\beta\beta 2\nu$ du ^{150}Nd a été extraite avec les données de l'expérience NEMO-3 allant de janvier 2005 à décembre 2007 pour des conditions standard de fonctionnement du détecteur, ce qui correspond à un temps d'acquisition de $t = 70693821$ s.

Rappelons que la période du processus $\beta\beta 2\nu$ est liée au nombre d'événements attribués à la décroissance de l'émetteur $\beta\beta$ par la relation :

$$T_{1/2} = \varepsilon t \ln 2 \frac{N_{at}}{N_{obs}}$$

Cette période est proportionnelle à : ε l'efficacité du détecteur pour la recherche des événements de décroissance de l'émetteur $\beta\beta$, t le temps d'acquisition, N_{obs} le nombre d'événements attribués au processus $\beta\beta$ et N_{at} le nombre d'atomes de l'isotope émetteur qui s'écrit :

$$N_{at} = \frac{m_{isotope} \times N_a}{M_{mol}} = [1,467 \pm 0,006] \cdot 10^{23} \text{ atomes.}$$

avec $N_a = 6,02214179 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ le nombre d'Avogadro, $M_{mol} = 150 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$ la masse molaire

de l'isotope et $m_{\text{isotope}} = 36,55$ g la masse disponible dans le détecteur.

Pour la période étudiée, l'efficacité de détection du signal $\beta\beta 2\nu$ est de $8,982 \pm 0,004\%$. L'analyse de données de la phase II a permis de sélectionner 2898 événements de type $2e_{\text{int}}$. Le tableau 5.3 résume les contributions de chacune des composantes de bruit de fond pour l'analyse du ^{150}Nd pour la période considérée. Ce tableau permet de mettre en évidence que :

- les contaminants externes contribuent très faiblement au bruit de fond pour l'étude du signal $\beta\beta 2\nu$ du ^{150}Nd ,
- les contaminations en ^{207}Bi , ^{234m}Pa , ^{40}K sont les principales contributions aux bruits de fond internes. Notons que ces isotopes ne sont pas des bruits de fond pour la recherche du processus $\beta\beta 0\nu$.
- le ^{100}Mo , émetteur $\beta\beta$ voisin du ^{150}Nd dans le détecteur NEMO-3, est un bruit de fond à ne pas négliger pour une étude fine du ^{150}Nd .

Le modèle de bruit de fond permet d'attribuer 43 de ces événements aux contributions externes et 738 événements sont attribués aux bruits de fond internes soit un total de 781 événements de bruit de fond.

Contribution internes			Contribution externes		
Isotope	Nombre d'événements	proportion du spectre $\beta\beta$ (%)	Isotope	Nombre d'événements	proportion du spectre $\beta\beta$ (%)
^{207}Bi	$146,44 \pm 6,37$	5,16	$^{214}\text{Bi-PM}$	$9,00 \pm 0,43$	0,32
^{234m}Pa	$132,25 \pm 3,13$	4,66	$^{152}\text{Eu-scïn}$	$8,82 \pm 1,42$	0,31
^{40}K	$116,20 \pm 48,11$	4,09	$^{214}\text{Pb-swïre}$	8,83	0,31
^{100}Mo	$79,97 \pm 3,99$	2,82	$^{214}\text{Bi-swïre}$	6,86	0,24
^{228}Ac	$53,93 \pm 6,22$	1,90	$^{40}\text{K-PM}$	$5,02 \pm 0,15$	0,17
^{208}Tl	$39,92 \pm 4,83$	1,41	$^{40}\text{K-scïn}$	$1,71 \pm 0,86$	0,06
^{214}Bi	$37,23 \pm 19,79$	1,31	$^{208}\text{Tl-PM}$	$1,76 \pm 0,02$	0,06
^{212}Bi	$36,58 \pm 4,23$	1,29	$^{210}\text{Bi-swïre}$	0,59	0,02
^{152}Eu	$40,74 \pm 7,62$	1,44	$^{228}\text{Ac-PM}$	$0,32 \pm 0,00$	0,01
^{210}Bi	$40,66 \pm 17,48$	1,43	^{60}Co	0,16	0,01
^{214}Pb	$14,20 \pm 7,55$	0,50	$^{210}\text{Bi-scïn}$	-	-
^{137}Cs	0,02	0,00			
^{60}Co	0,03	0,00			
^{212}Pb	-	-			
Total	$738,19 \pm 57,21$	26,00	Total	$43,08 \pm 1,72$	1,51

TAB. 5.3 – Contribution en nombre d'événements des différentes sources de bruit de fond pour la source de ^{150}Nd .

De ce lot d'événements a été soustraite la contribution des bruits de fond pour attribuer les 2117 événements restants à la double désintégration bêta avec émission de neutrinos. Le rapport signal sur bruit est donc de 2,63.

La distribution en énergie des événements sélectionnés par le canal $2e_{\text{int}}$ est représentée sur la figure 5.3.

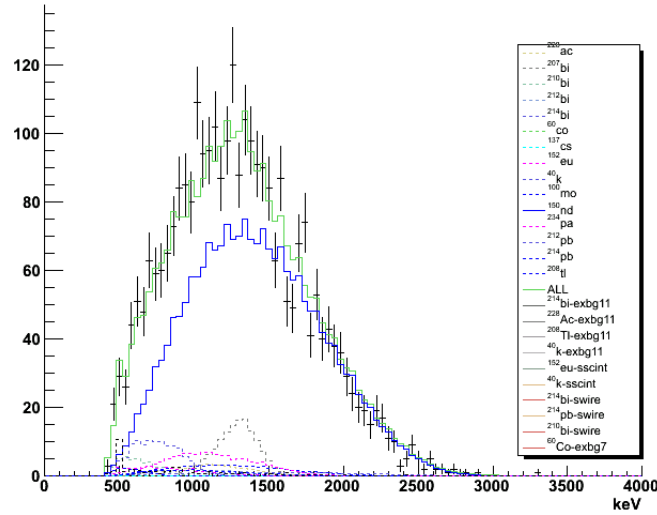


FIG. 5.3 – Distribution de l'énergie totale déposée par les électrons du canal $2e_{int}$ dans la source de ^{150}Nd . Chaque contribution de bruit de fond est représentée par un histogramme. La décroissance $\beta\beta 2\nu$ simulée du ^{150}Nd est représentée par l'histogramme bleu. La somme des contributions représentée par la courbe verte reproduit l'allure du spectre des données (points noirs).

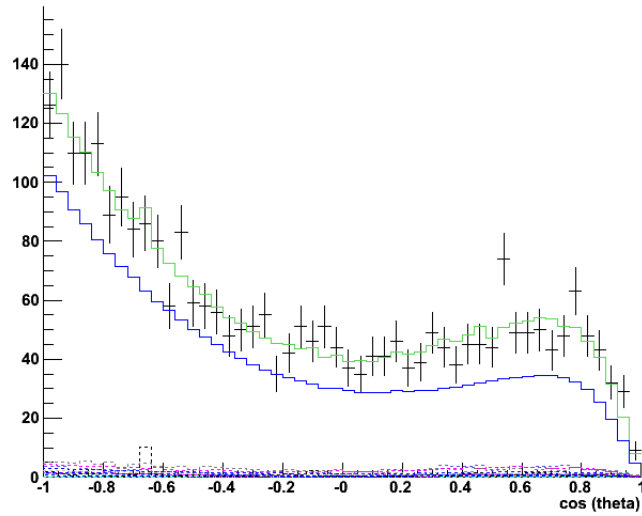


FIG. 5.4 – Distribution du cosinus de l'angle entre les traces des deux électrons, au point d'émission, reconstruites dans la chambre à dérive. La courbe verte est la somme des contributions simulées (bruit de fond et signal $\beta\beta$), ce modèle reproduit l'allure de spectre des données (points noirs).

La période de la double désintégration bêta avec émission de neutrinos du ^{150}Nd extraite des données de la phase II est de :

$$T_{1/2}^{(2\nu)} = [9,66 \pm 0,21(stat) \pm 0,82(syst)].10^{18} \text{ années}$$

L'erreur systématique est calculée sur la base :

- des erreurs induites par la calibration absolue en énergie du calorimètre et les corrections apportées,
- des biais systématiques liés à la reconstruction des trajectoires des particules chargées,
- d'incertitude sur les conditions réelles de fonctionnement de l'expérience,

- d’incertitudes sur la mesure des activités des bruits de fond.

Notons que la période de décroissance $\beta\beta 2\nu$ obtenue par cette analyse est en bon accord avec la valeur moyenne $((7,0 \pm 1,7) \times 10^{18}$ années) de deux expériences indépendantes précédentes[42][43].

5.1.4 Mesure de la demi-vie du processus $\beta\beta 2\nu$ pour le ^{82}Se

La demi-vie du processus $\beta\beta 2\nu$ est mesurée d’après le même lot de données que lors de l’étude du ^{150}Nd . L’expérience NEMO-3 dispose de 932 g de ^{82}Se de masse molaire 82 g.mol $^{-1}$, c’est à dire $N_{at} = [68,45 \pm 0,37].10^{23}$ atomes. L’efficacité de sélection du signal $\beta\beta$ par le canal $2e_{int}$ est de $\varepsilon = 7,4312 \pm 0,0004\%$. Le tableau 5.4 résume les contributions de chacune des composantes de bruit de fond pour l’analyse du ^{82}Se pour la période considérée. Ce tableau permet de mettre en évidence que :

- la contribution du bruit de fond externe n’est pas négligeable lors de l’étude du signal $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se à cause d’une période de décroissance plus grande en comparaison avec le ^{100}Mo ,
- les contaminations en ^{234m}Pa , ^{40}K et ^{210}Bi sont les principales contributions aux bruits de fond internes. Notons que ces isotopes ne sont pas des bruits de fond pour la recherche du processus $\beta\beta 0\nu$.

Le modèle de bruit de fond permet d’attribuer 628 de ces événements aux contributions externes et 2113 événements sont attribués aux bruits de fond internes soit un total de 2741 événements de bruit de fond.

Contribution internes			Contribution externes		
Isotope	Nombre d’événements	proportion du spectre $\beta\beta$ (%)	Isotope	Nombre d’événements	proportion du spectre $\beta\beta$ (%)
^{234m}Pa	$973,58 \pm 32,22$	8,17	^{214}Pb -swire	$159,65 \pm 10,44$	1,34
^{40}K	$454,14 \pm 40,86$	3,81	^{214}Bi -swire	128,53	1,08
^{210}Bi	$407,20 \pm 17,71$	3,42	^{214}Bi -PM	$120,44 \pm 5,74$	1,01
^{214}Bi	$143,65 \pm 43,09$	1,21	^{40}K -PM	$74,07 \pm 6,45$	0,62
^{214}Pb	$50,03 \pm 15,00$	0,42	^{152}Eu -scin	$61,76 \pm 9,92$	0,52
^{228}Ac	$33,38 \pm 4,98$	0,28	^{208}Tl -PM	$45,44 \pm 0,48$	0,38
^{208}Tl	$26,99 \pm 4,01$	0,23	^{40}K -scin	$17,11 \pm 8,56$	0,14
^{212}Bi	$24,44 \pm 3,64$	0,21	^{228}Ac -PM	$10,71 \pm 0,06$	0,09
^{212}Pb	$0,001 \pm 0,00$	0,00	^{210}Bi -swire	8,47	0,07
			^{60}Co	1,56	0,01
			^{210}Bi -scin	-	-
Total	$2113,41 \pm 69,59$	17,73	Total	$627,74 \pm 18,85$	5,26

TAB. 5.4 – Contribution en nombre d’événements des différentes sources de bruit de fond pour la source de ^{82}Se .

Un fois la contribution de bruit de fond soustraite au lot d’événements sélectionné, les 9180 événement restants sont attribués à la double désintégration bêta avec émission de neutrinos. Le rapport signal sur bruit est donc de 3,35.

La distribution en énergie des événements simulés et sélectionnés par le canal $2e_{int}$ ne reproduit pas exactement le spectre des données réelles à basse énergie(Cf figure 5.5).

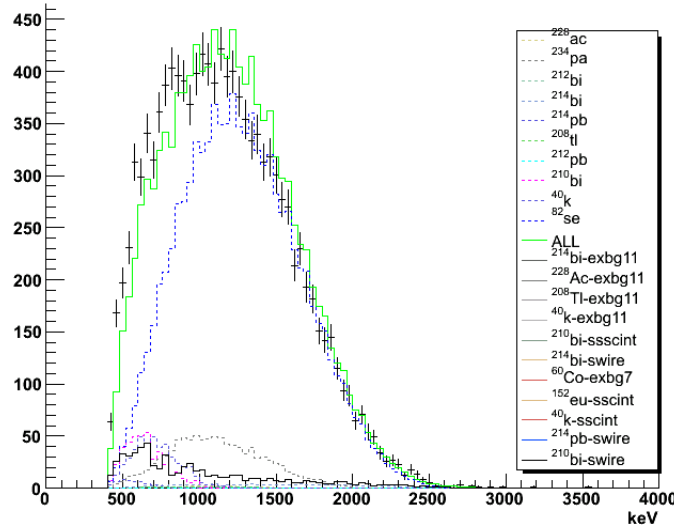


FIG. 5.5 – Distribution de l'énergie totale déposée par les électrons du canal $2e_{int}$ dans la source de ^{82}Se . Chaque contribution de bruit de fond est représentée par un histogramme. La décroissance $\beta\beta 2\nu$ simulée du ^{82}Se est représentée par l'histogramme bleu. La somme des contributions représentée par la courbe verte reproduit en partie l'allure du spectre des données (points noirs).

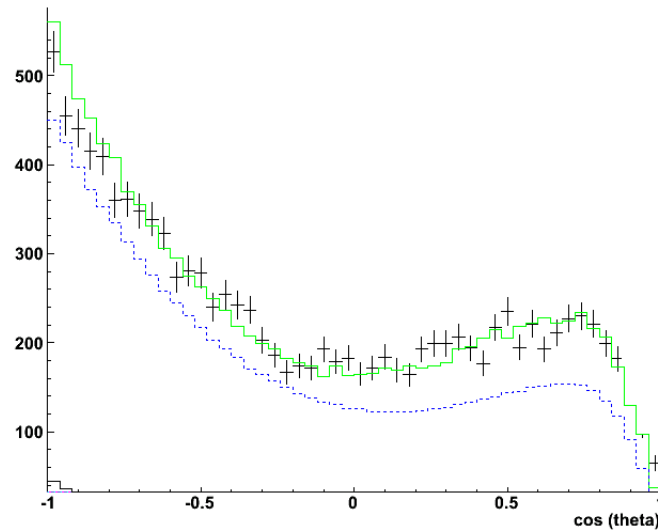


FIG. 5.6 – Distribution du cosinus de l'angle entre les traces des deux électrons reconstruites dans la chambre à dérive. La courbe verte est la somme des contributions simulées (bruit de fond et signal $\beta\beta$), ce modèle reproduit l'allure de spectre des données (points noirs).

Cet écart peut être expliqué par l'incertitude des mesures des contaminations à basse énergie. Ces contributions ne peuplent pas la gamme en énergie au-delà de 1 MeV. Ainsi, à défaut d'améliorer le modèle de bruit de fond à basse énergie, la période de double désintégration bêta est estimée avec les événements $\beta\beta$ pour une énergie totale supérieure à 1 MeV.

Le lot d'événements ainsi sélectionné représente 7289 événements de type $2e_{int}$ à haute énergie pour une efficacité de sélection de $5,658 \pm 0,004\%$. L'ensemble des bruits de fond de l'expérience explique 1122 événements. Ainsi, après soustraction des contaminations, 6167 événements sont attribués au signal $\beta\beta$ (rapport signal sur bruit S/B=5,5).

La période de la double désintégration bêta avec émission de neutrinos du ^{150}Nd extraite des données de la phase II est de :

$$T_{1/2}^{(2\nu)} = [9,72 \pm 0,12(\text{stat}) \pm 1,10(\text{syst})].10^{19} \quad \text{années}$$

L'erreur systématique est estimée selon les critères utilisés lors de l'analyse du ^{150}Nd . L'incertitude due à la mesure des activités des bruits de fond externes est d'autant plus importante que la source de ^{82}Se est sensible à cette contamination.

Cette mesure de la période de décroissance $\beta\beta 2\nu$ est en accord avec la période publiée d'après les données de NEMO-2[44] ($[8,3 \pm 1,7].10^{19}$ années).

5.2 Recherche du processus $\beta\beta 0\nu$

La définition des modèles de bruit de fond et des périodes de décroissance des processus $\beta\beta 2\nu$ pour les sources de ^{150}Nd et de ^{82}Se permettent d'estimer la contribution des contaminants dans le canal propre au processus $\beta\beta 0\nu$. Les événements observés dans ce canal sont ainsi attribués proportionnellement aux bruits de fond et au signal $\beta\beta 2\nu$. En cas d'excès significatif dans les données par rapport aux bruits de fond et au signal $\beta\beta 2\nu$, les événements supplémentaires sont attribués à la décroissance $\beta\beta 0\nu$.

5.2.1 Description du signal $\beta\beta 0\nu$

La décroissance $\beta\beta 0\nu$ est recherchée par le canal correspondant à l'émission de deux électrons provenant du même vertex. Les spectres en énergie de ce type de décroissance, d'après différentes hypothèses, sont représentés sur la figure 5.7.

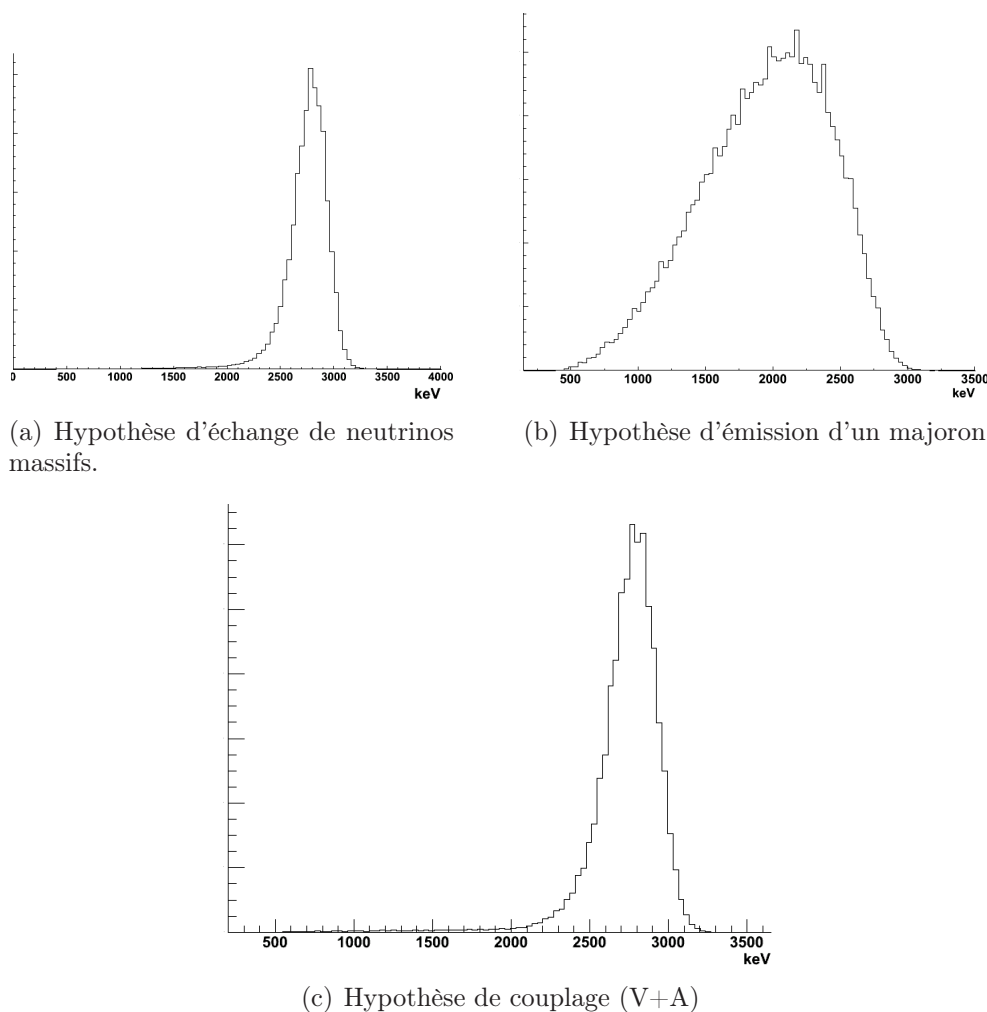


FIG. 5.7 – Distribution de l'énergie totale déposée par les événements simulés de double désintégration bêta sans émission de neutrino.

Un critère de sélection sur l'énergie totale déposée est ajouté afin d'optimiser le rapport signal sur bruit du processus $\beta\beta 0\nu$ par rapport au signal $\beta\beta 2\nu$ et aux bruits de fond.

5.2.2 Recherche du processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{150}Nd

Les critères de sélection standard du canal $2e_{int}$ permettent d'obtenir une efficacité de sélection au processus $\beta\beta 0\nu$ par échange de neutrinos massifs de Majorana du ^{150}Nd de 23,1%. L'énergie de transition du ^{150}Nd étant de 3367 keV, la gamme en énergie définie pour la recherche d'un signal $\beta\beta 0\nu$ est de [3000 ; 3700] keV. L'ajout de ce critère supplémentaire permet d'obtenir une efficacité au processus $\beta\beta 0\nu$ de l'ordre de 19,1% et réduit ainsi l'efficacité du processus $\beta\beta 2\nu$ à $3,4 \cdot 10^{-5}$.

L'analyse des données a permis de mettre en évidence un événement de type $\beta\beta$ à haute énergie. Ce candidat est l'événement : run # 6306 et événement # 111992. Le statut de ce run correspond à des conditions de fonctionnement correctes et le suivi laser ne révèle aucun écart de fonctionnement des PM ayant déclenché lors de cet événement.

La figure 5.8 montre un agrandissement de la région d'intérêt dans le canal $2e_{int}$.

Dans cette gamme en énergie, le modèle de bruit de fond prévoit 1,54 événement (dont 1,50 événement provenant du ^{208}Tl) et à cela s'ajoute 0,23 événement de $\beta\beta 2\nu$ attendu. Le nombre

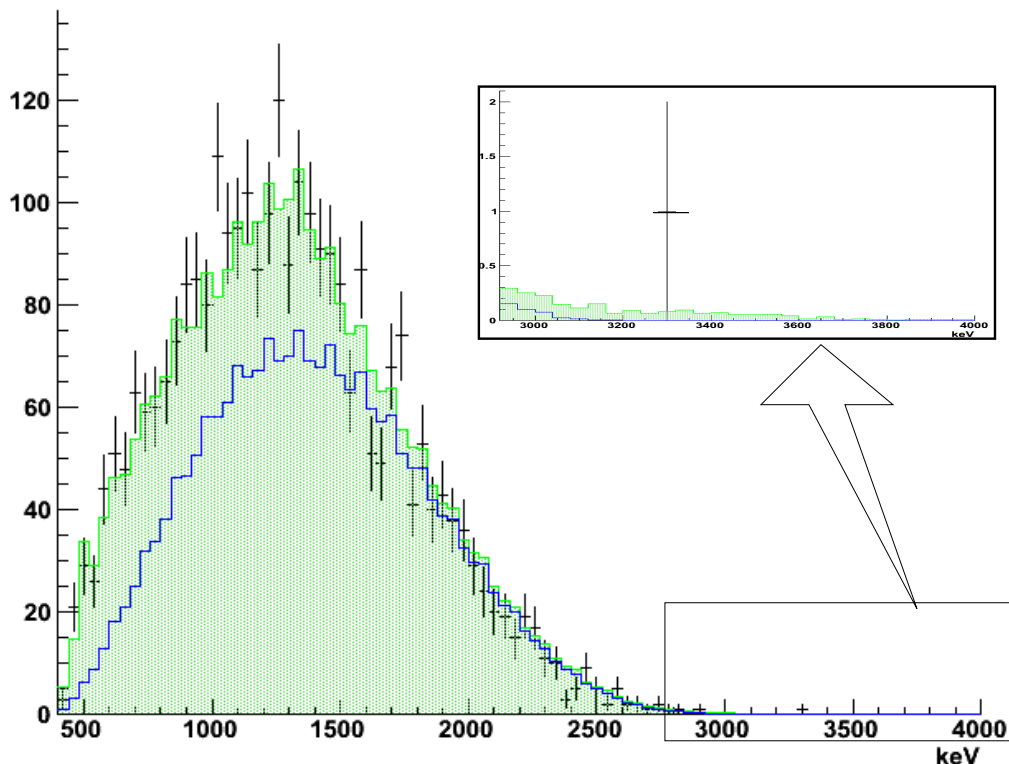


FIG. 5.8 – Agrandissement du spectre de l'énergie totale déposée par les électrons dans le canal $2e_{int}$ pour le ^{150}Nd . L'agrandissement représente la gamme en énergie d'intérêt [3000;3700] keV. L'histogramme vert représente la somme des contributions estimée par les modèles de bruit de fond (contaminant et signal $\beta\beta 2\nu$). Un événement est observé pour 1,76 événement de bruit de fond attendu.

d'événements total attendu pour cette période est donc de 1,77 événement. Les différentes contributions de bruit de fond au processus $\beta\beta 0\nu$ sont donc bien comprises dans l'expérience NEMO-3.

Il n'y a donc aucun excès significatif d'événements observés par rapport au modèle de bruit de fond de l'expérience. Cela permet d'exclure jusqu'à 3 événements de signal (pour un niveau de confiance de 90%, statistique de Poisson).

L'analyse des données de la phase II de l'expérience NEMO-3 pour le ^{150}Nd fixe une limite à la période de décroissance $\beta\beta 0\nu$ de :

$$T_{1/2}^{(0\nu)} > 1,44 \cdot 10^{22} \text{ années à } 90 \% \text{ de niveau de confiance.}$$

5.2.3 Recherche du processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se

Un critère supplémentaire sur l'énergie déposée ([2680;3300] keV) est défini afin d'optimiser le rapport signal sur bruit pour la recherche du signal $\beta\beta 0\nu$ ($Q_{\beta\beta}=2995$ keV). L'analyse des données de la période d'acquisition de janvier 2005 à décembre 2007 a sélectionné 9 événements présentant les caractéristiques d'un signal $\beta\beta 0\nu$.

L'ensemble des bruits de fond attendus explique 4,56 événements (dont 1,4 événement de ^{208}Tl et 1,6 événement de ^{214}Bi) tandis que le processus permis explique 0,52 événement soit un total de 5,08 événements. Ainsi, pour 9 événements observés, il est possible d'exclure jusqu'à 9,21 événements de signal à 90% de niveau de confiance.

Une analyse fine permet de vérifier la pertinence des événements ainsi sélectionnés (visualisation et étude des données de la base de données). Le tableau 5.5 présente quelques informations

ainsi qu'un facteur de confiance. Ce facteur est défini par : 0 si l'événement ne présente aucun dysfonctionnement (statut du run, suivi laser, cellules retardées, ...) et 1 dans le cas contraire.

numéro de run	numéro d'événement	Statut du run	index PM_1	énergie $\text{PM}_1(\text{keV})$	index PM_2	énergie $\text{PM}_1(\text{keV})$	E_{tot} (keV)	facteur de qualité
4044	19767	10^5	633	2641	686	257	2898	1
4047	158080	10^5	713	2134	706	661	2795	1
4084	53852	10^5	814	1280	785	1418	2697	1
4370	127586	1	721	1377	611	1333	2710	1
4998	269348	1	867	1795	832	979	2774	0
5319	905	1	775	627	808	2177	2804	1
5726	60353	1	723	1459	608	1234	2694	0
6104	183642	1	739	2699	889	467	3166	0
6371	89153	1	635	481	786	2502	2983	0

TAB. 5.5 – Descriptif des événements candidats $\beta\beta 0\nu$.

La figure 5.9 représente un agrandissement du spectre en énergie des données sélectionnées pour une énergie totale déposée supérieure à 2400 keV.

Processus $\beta\beta 0\nu$ par échange de neutrinos massifs

La sélection des événements simulés du processus de double désintégration bêta sans émission de neutrino par échange de neutrinos massifs de Majorana par le canal $2e_{int}$, pour gamme en énergie de [2680 ; 3300] keV, donne une efficacité de l'ordre de 15,8% et seulement de $3 \cdot 10^{-4}\%$ pour les événements de $\beta\beta 2\nu$.

L'analyse des données de la phase II de l'expérience NEMO-3 pour le ^{82}Se fixe une limite à la période de décroissance $\beta\beta 0\nu$ dans l'hypothèse d'échange de neutrinos massifs de :

$$T_{1/2}^{(0\nu)} > 1,82 \cdot 10^{23} \text{ années à } 90 \% \text{ de niveau de confiance.}$$

Processus $\beta\beta 0\nu$ par interaction faible à courant droit

L'efficacité de sélection des événements $\beta\beta 0\nu$ par interaction faible à courant droit simulés pour une gamme en énergie de [2680 ; 3300] keV est de 9,59%. Ainsi la limite à la période de décroissance $\beta\beta 0\nu$ dans l'hypothèse de l'interaction faible par courant droit est de :

$$T_{1/2}^{(0\nu)} > 1,11 \cdot 10^{23} \text{ années à } 90 \% \text{ de niveau de confiance.}$$

Processus $\beta\beta 0\nu$ par émission d'un majoron

Dans l'hypothèse de l'émission d'un majoron lors du processus $\beta\beta 0\nu$ l'efficacité de sélection dans la gamme en énergie de [2680 ; 3300] keV est de 0,55 %.

La faible efficacité de sélection des événements $\beta\beta 0\nu$ avec émission d'un majoron simulé s'explique par le fait que le boson emporte une partie de l'énergie de transition, ainsi le spectre énergétique des électrons est un spectre continu entre 0 et $Q_{\beta\beta}$.

Une gamme en énergie différente est donc choisie afin d'améliorer l'efficacité de sélection. La gamme [2400 ; 3300] keV permet de garder 15% du spectre en énergie des événements du type $2e_{int}$, ainsi l'efficacité totale de sélection est de $3,29 \pm 0,05$ %. Ce canal permet de sélectionner

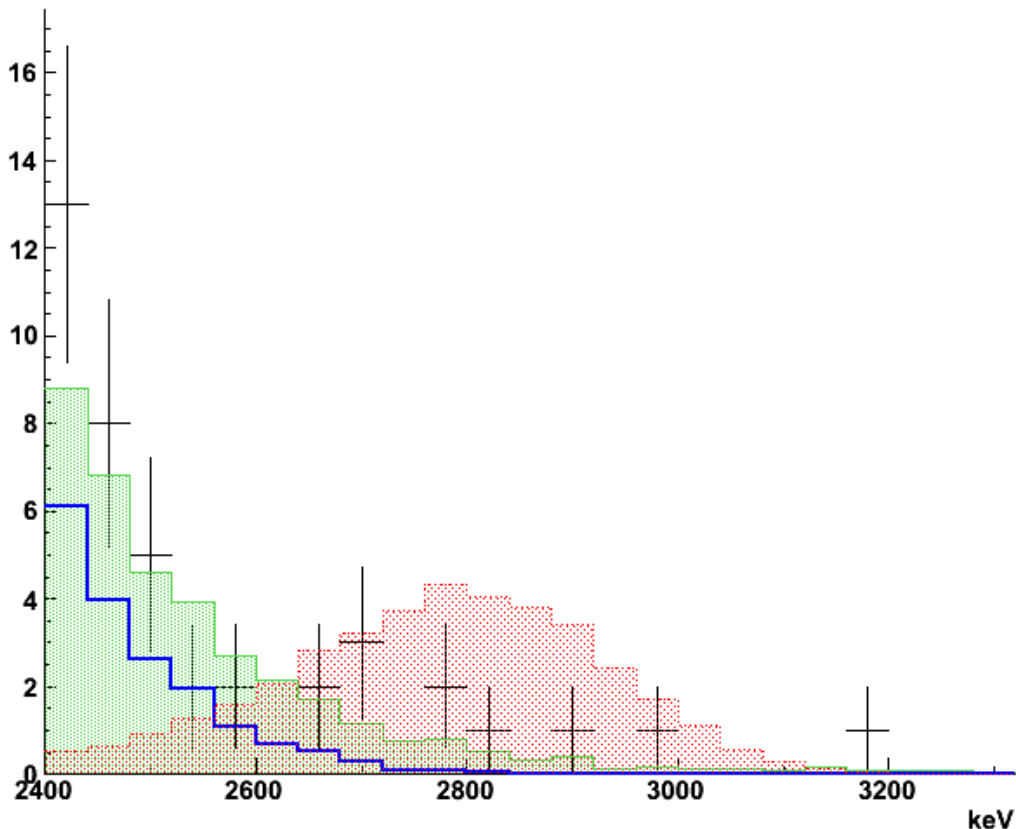


FIG. 5.9 – Agrandissement du spectre de l'énergie totale déposée par les électrons dans le canal $2e_{int}$ pour le ^{82}Se . L'histogramme vert représentant la somme des contributions de bruit de fond et de signal $\beta\beta 2\nu$ reproduit correctement les données (points noirs). Le spectre rouge (27 événements) représente la forme du spectre du processus $\beta\beta 0\nu$ par échange de neutrinos de majorana pour une période de décroissance de $T_{1/2}^{(0\nu)} = 4.10^{22}$ années.

59 événements dont 47,3 peuvent être attribués aux bruits de fond (dont 21,9 des bruits de fond internes et externes et 25,4 du signal $\beta\beta$).

La limite à la période de décroissance $\beta\beta 0\nu$ par émission d'un majoron est donc de :

$$T_{1/2}^{(0\nu)} > 1,52.10^{22} \text{ années à } 90 \% \text{ de niveau de confiance.}$$

5.2.4 Détermination de la limite sur la masse du neutrino de Majorana

La limite sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ obtenue par l'analyse des données de NEMO-3 permet de fixer une limite supérieure à la masse du neutrino de Majorana. Rappelons que la masse effective du neutrino de Majorana peut s'écrire :

$$|m_{\beta\beta}| = m_e \left(\frac{\ln 2}{T_{1/2}^{0\nu} \cdot G^{0\nu}(Z, Q_{\beta\beta}^5) \cdot |M^{0\nu}|^2} \right)^{1/2} \quad (5.1)$$

avec $m_e = 510,9989$ keV.

Les facteurs de phase $G^{0\nu}$ pour le ^{150}Nd et le ^{82}Se sont présentés dans le tableau 5.6. Notons que l'observation d'un potentiel signal $\beta\beta 0\nu$ est d'autant plus favorisée que, pour une masse $m_{\beta\beta}$ donnée, l'isotope émetteur $\beta\beta$ présente un facteur de phase élevé.

Isotope	facteur de phase $G^{0\nu}$ (années $^{-1}$)
^{82}Se	$1,079.10^{-25}$
^{150}Nd	$8,000.10^{-25}$

TAB. 5.6 – Facteur de phase pour le ^{150}Nd et le ^{82}Se .

Afin de fixer une limite sur la masse effective du neutrino, il faut connaître également les éléments de matrice nucléaire pour les isotopes $\beta\beta$ dans le mode de décroissance $\beta\beta 0\nu$.

Calcul de $m_{\beta\beta}$ avec la source de ^{150}Nd

Les calculs de NME sont compliqués du fait que les modèles en couches (LSSM - Large Scale Shell Model) et les QRPA ne peuvent pas être utilisés dans le cas d'un noyau déformé tel le ^{150}Nd . Toutefois des calculs de QRPA utilisant un modèle pseudo-SU(3)[66][67][68] sont menés en prenant en compte la déformation des noyaux. Ces calculs présentent un bon accord avec les données expérimentales extraites des périodes du processus $\beta\beta 2\nu$.

Ainsi, dans le cas d'un processus $\beta\beta 0\nu$ avec échange de neutrinos massifs et une limite sur la période de $1,44.10^{22}$ années, on obtient une masse effective du neutrino de Majorana de :

$$m_{\beta\beta} < (5,4 - 8,5) \text{ eV}$$

Calcul de $m_{\beta\beta}$ avec la source de ^{82}Se

Les différents calculs[69][33][70] des NME pour le ^{82}Se sont concordants. Ainsi les limites sur la masse du neutrino de Majorana à partir d'une limite sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ $T_{1/2}^{0\nu} > 1.82.10^{23}$ années sont :

$$\begin{aligned} m_{\beta\beta} &< 2,4 \text{ eV} && \text{d'après F. Simkovic[70]} \\ m_{\beta\beta} &< (2,9 - 3,5) \text{ eV} && \text{d'après V.A. Rodin[33]} \end{aligned}$$

5.3 Conclusion

La recherche d'un processus $\beta\beta 0\nu$ a nécessité de connaître aussi précisément que possible les contributions dans le canal d'analyse des événements de type $\beta\beta$.

C'est ainsi qu'une fois les modèles de bruit de fond définis pour les sources de ^{150}Nd et de ^{82}Se , les mesures des périodes des processus $\beta\beta 2\nu$ donnent :

$$\begin{aligned} T_{1/2}^{(2\nu)} &= [9,66 \pm 0,21(stat) \pm 0,82(syst)].10^{18} \text{ années} && \text{pour le } ^{150}\text{Nd}. \\ T_{1/2}^{(2\nu)} &= [9,72 \pm 0,12(stat) \pm 1,10(syst)].10^{19} \text{ années} && \text{pour le } ^{82}\text{Se}. \end{aligned}$$

Ces résultats sont en accord avec les valeurs obtenues par NEMO-2 pour le ^{82}Se ($[8,3 \pm 1,7].10^{19}$ années) et par deux expériences indépendantes[42][43] pour le ^{150}Nd ($(7,0 \pm 1,7) \times 10^{18}$ années) avec l'avantage de présenter une meilleure précision tant statistique que systématique.

Cette analyse a permis d'estimer les contributions de ce bruit de fond ultime à la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrino.

Aucun signal $\beta\beta0\nu$ significatif n'ayant été observé lors de cette analyse, les limites aux périodes de décroissance $\beta\beta0\nu$ par échange de neutrinos massifs ont été fixées à 90 % de niveau de confiance telles que :

$$\begin{aligned} T_{1/2}^{(0\nu)} &> 1,4 \cdot 10^{22} \text{ années} && \text{pour le } ^{150}\text{Nd}. \\ T_{1/2}^{(0\nu)} &> 1,8 \cdot 10^{23} \text{ années} && \text{pour le } ^{82}\text{Se}. \end{aligned}$$

Ces résultats améliorent de plus d'un ordre de grandeur les limites atteintes jusqu'à maintenant $T_{1/2}^{(0\nu)} > 9.5 \cdot 10^{21}$ années[72] pour le ^{82}Se et $T_{1/2}^{(0\nu)} > 1.7 \cdot 10^{21}$ années[71] pour le ^{150}Nd .

Les limites sur la masse effective du neutrino obtenues pour différents NME sont :

$$\begin{aligned} m_{\beta\beta} &< (5,4 - 8,5) \text{ eV} && \text{pour le } ^{150}\text{Nd}. \\ m_{\beta\beta} &< (2,4 - 3,5) \text{ eV} && \text{pour le } ^{82}\text{Se}. \end{aligned}$$

Notons qu'une différence d'un ordre de grandeur sur la limite de la période du processus $\beta\beta0\nu$ entre le ^{150}Nd et le ^{82}Se n'induit qu'un écart d'un facteur deux à trois sur la limite de la masse du neutrino.

Chapitre 6

Étude de la contamination en ^{208}Tl par la décroissance de la cascade $^{212}\text{BiPo}$

Lors de cette étude, nous avons observé que la recherche du signal de double désintégration bêta sans émission de neutrino est affectée par deux voire trois facteurs : la contamination en ^{214}Bi pour les émetteurs $\beta\beta$ avec une énergie de transition inférieure à 3270 keV, le ^{208}Tl seul radio-élément naturel possédant une énergie de transition de $Q_\beta = 4999$ keV et le processus de double désintégration bêta autorisé par le modèle standard qui est le bruit de fond ultime lié à la résolution en énergie du détecteur.

Pour atteindre une sensibilité de l'ordre de 10^{24} années avec le détecteur NEMO-3, les simulations avaient établi pour le ^{82}Se une limite maximum de contamination en ^{214}Bi et en ^{208}Tl respectivement de 300 $\mu\text{Bq/kg}$ et 20 $\mu\text{Bq/kg}$.

Pour améliorer d'un facteur 100 la sensibilité pour la limite sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$, les premières estimations pour le futur détecteur SuperNEMO (une centaine de kg d'émetteur $\beta\beta$) imposent des contaminations maximales de l'ordre de 10 $\mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi pour l'étude du ^{82}Se et de 2 $\mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl .

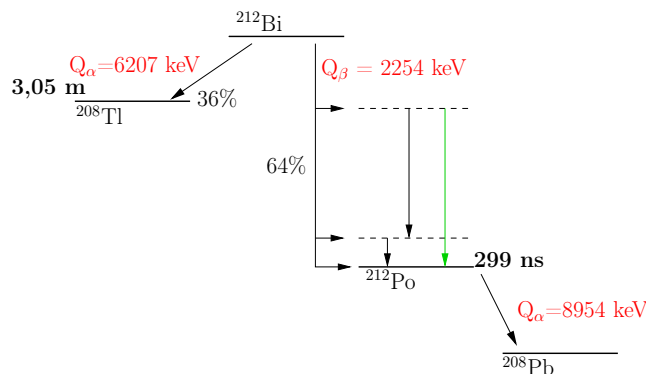
La mesure du niveau de contamination en ^{208}Tl est donc un point crucial de l'analyse des données pour la recherche du processus $\beta\beta 0\nu$.

6.1 Intérêt de la cascade $^{212}\text{Bi}-^{212}\text{Po}$ (*bipo*)

Lors de l'analyse des données des sources de ^{150}Nd et de ^{82}Se , nous avons mesuré l'activité en ^{208}Tl du verre des PM ainsi que la contamination des feuilles sources. Tous les canaux d'analyse pour cette mesure ont été basés sur le schéma de désintégration du ^{208}Tl : un β en coïncidence avec des γ . Dans la section 4.4.2, nous avons pu voir que ce canal de mesure est contaminé par plusieurs sources : les γ externes, le ^{214}Bi ,...

La figure 6.1 représente une partie de la chaîne de décroissance radioactive de l' ^{238}U . Le ^{208}Tl est alimenté à 36 % par le ^{212}Bi mais cet isotope décroît aussi à 64% sur le ^{212}Po . Ainsi la mesure de l'activité en ^{212}Bi , par l'étude de la coïncidence $\beta - \alpha$, permet de déduire le taux de contamination en ^{208}Tl .

Cette cascade est définie par un électron et un alpha issus du même vertex. La richesse des informations fournies par ce canal d'analyse (dont la localisation du vertex d'émission) permet de situer et de mesurer précisément cette contamination.

FIG. 6.1 – Schéma de décroissance du ^{212}Bi .

6.2 Étude de la contamination des feuilles sources

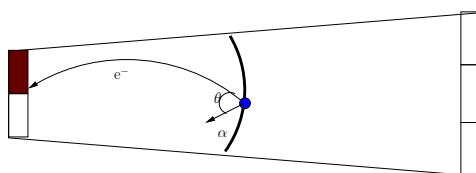
L'étude de la contamination en ^{212}Bi dans l'ensemble des feuilles sources du détecteur a porté sur la période janvier 2005 à septembre 2007 ($t_{acq} = 67374109$ s).

6.2.1 Définition du canal $e\alpha$ prompt

Ces événements issus du canal $^{212}\text{BiPo}$ venant de la source (bipo_{source}) sont observés par la topologie définie par :

- un scintillateur isolé sur les murs internes/externes,
- l'énergie minimum déposée est supérieure à 200 keV,
- une trace de courbure négative associée au scintillateur touché,
- une trace caractéristique d'un alpha prompt : courte (< 40 cm) et rectiligne,
- les traces doivent avoir un vertex commun sur la feuille source,
- l'angle θ entre les deux traces doit être suffisamment marqué ($|\cos\theta| < 0,9$),
- tous les critères de qualité des traces sont respectés.

La figure 6.2 représente la topologie permettant de sélectionner les événements de type bipo.

FIG. 6.2 – Représentation schématique du canal d'analyse de la contamination en ^{212}Bi de la source.

La visualisation des événements sélectionnés par ce canal a permis d'observer un bruit de fond à cette étude :

- la figure 6.3-a montre un événement caractéristique d'une contamination de la feuille source. La trace longue de courbure négative représente la trajectoire du β de décroissance du ^{212}Bi tandis que l' α est représenté par la trace courte rectiligne,
- la figure 6.3-b est interprétée comme étant une contamination de la chambre à fil. La trace prompte représente le β du ^{214}Bi émis de la surface d'un fil. Cet électron subit une

rétro-diffusion sur la feuille source pour ensuite déclencher un PM. La trace retardée est caractéristique d'un α du ^{214}Po .

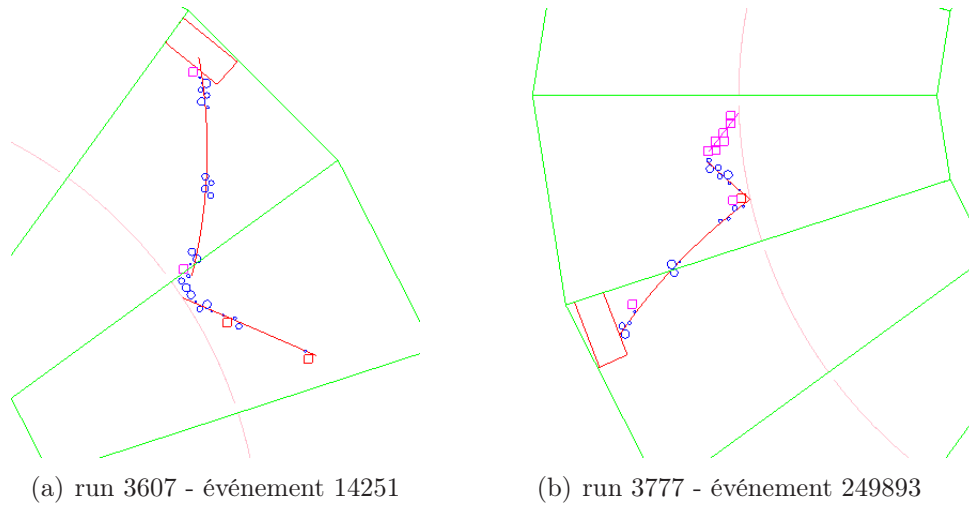


FIG. 6.3 – Visualisation d'événements sélectionnés par le canal $\text{bipo}_{\text{source}}$.

La figure a est un événement typique de la décroissance du ^{212}Bi : un α prompt et un électron issus du même vertex sur la feuille source .

La figure b représente un événement caractéristique de la décroissance du ^{214}Bi à la surface d'un fil : un électron issu de la chambre et un α retardé émis du même vertex.

6.2.2 Contamination à la mesure de la cascade $\text{bipo}_{\text{source}}$

Afin de diminuer l'efficacité de sélection du ^{214}Bi dans ce canal, un filtre supplémentaire est ajouté. Tout cluster de cellules retardées identifié est un critère de réjection de l'événement. Par ailleurs, ce canal est également sensible aux émetteurs $\beta\beta$. Effectivement, lors d'une double désintégration bêta, deux électrons sont émis de la feuille source. Dans le cas où un des deux électrons est absorbé dans un des fils de la chambre, le processus $\beta\beta$ est sélectionné par le canal $\text{bipo}_{\text{source}}$.

Le tableau 6.1 résume les efficacités de sélection des isotopes contribuant le plus à ce canal $\text{bipo}_{\text{source}}$.

Isotope	^{214}Bi -SWIRE	^{212}Bi	^{150}Nd
efficacité (%)	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$8,9 \cdot 10^{-5}$

TAB. 6.1 – Efficacité de sélection au canal bipo dans la source de quelques contributions.

L'évolution du nombre d'événements sélectionnés par ce canal en fonction du numéro de run est représentée par la figure 6.4. Nous avons observé que le taux de sélection de ce canal reproduit l'évolution du taux de contamination en radon de la chambre à dérive. Effectivement, si l'on prend par exemple le cas du mois de juin 2005, un incendie a eu lieu dans le tunnel menant au LSM. Pendant plusieurs semaines, la ventilation permettant de renouveler l'air du laboratoire a été interrompue. Durant ce temps, le radon s'est accumulé dans le laboratoire. Le canal $\text{bipo}_{\text{source}}$ reflète parfaitement cet effet.

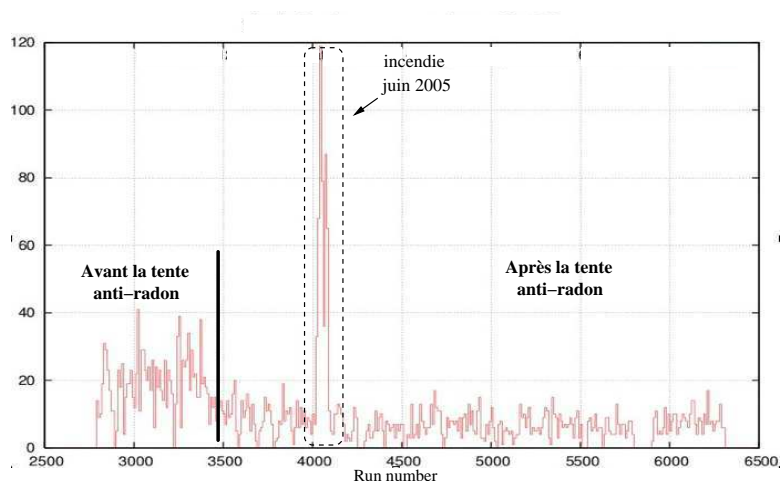


FIG. 6.4 – Taux d'événements bipo provenant de la source en fonction du numéro de run.

La seule contamination en radon dans la chambre explique une grande majorité des événements sélectionnés. Ce canal ne présente donc pas une efficacité suffisante pour une analyse fine du taux de contamination en ^{212}Bi des feuilles source et donc de l'activité en ^{208}Tl .

6.3 Étude de la contamination de la surface du calorimètre

La mesure du taux de contamination en ^{212}Bi de la surface du calorimètre ($\text{bipo}_{\text{calorimètre}}$) a porté sur les données de l'année 2005, $t \approx 26146000$ s (exceptées les données de juin et juillet date de l'incendie et donc de l'arrêt de la ventilation).

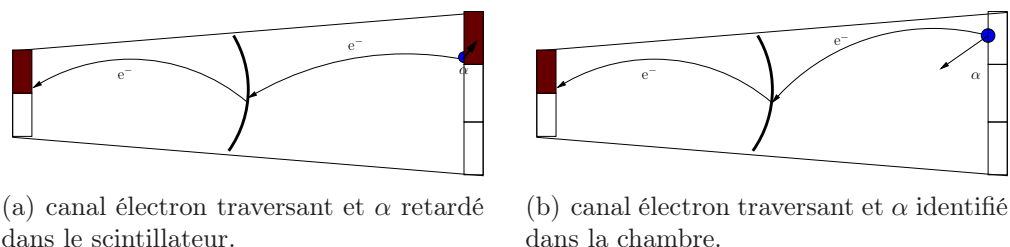


FIG. 6.5 – Topologies des événements bipo venant de la surface des scintillateurs.

Deux principaux canaux d'analyse ont été identifiés pour étudier la cascade bipo :

- soit l'électron et l'alpha déclenche chacun un PM (Cf figure 6.5-a) et dans ce cas la reconstruction du temps de vol est caractéristique de la période de décroissance du ^{212}Po ($T_{1/2}=299$ ns),
- soit l'électron et l'alpha sont identifiés dans la chambre et la topologie est très spécifique à cette décroissance (Cf figure 6.5-b).

6.3.1 Étude du canal bipo avec temps de vol

Les critères de sélection du canal menant à l'identification de la décroissance du processus $\text{bipo}_{\text{calorimètre}}$ par le temps de vol sont :

- deux ou trois scintillateurs isolés,

- l'énergie minimum déposée est supérieure à 200 keV,
- deux traces dont les courbures sont caractéristiques d'un électron traversant et associées à deux des scintillateurs touchés,
- les scintillateurs associés aux traces doivent être sur des murs opposés (internes/externes),
- les traces doivent avoir un vertex commun sur la feuille source,
- tous les critères de qualité des traces sont respectés.

Ces critères mènent à la sélection d'événements tel que celui présenté par la figure 6.6.

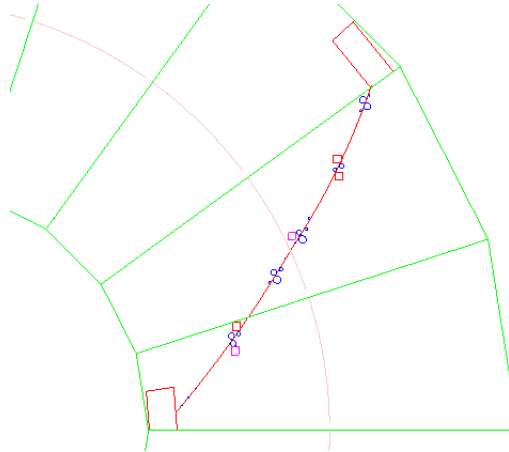


FIG. 6.6 – Visualisation d'un événement $\text{bipo}_{\text{calorimètre}}$ (run : 3616 ; événement : 54811).
 $\Delta t = 46$ ns.

La différenciation entre ces événements et les événements caractéristiques du canal OCE passe par une sélection supplémentaire sur le temps de vol reconstruit. Effectivement, au-delà de 30 ns d'écart entre les scintillateurs, tous les événements sont attribués au processus $\text{bipo}_{\text{calorimètre}}$.

Ces critères de sélection permettent de localiser la source de contamination à la surface du calorimètre avec une efficacité de 0,45%.

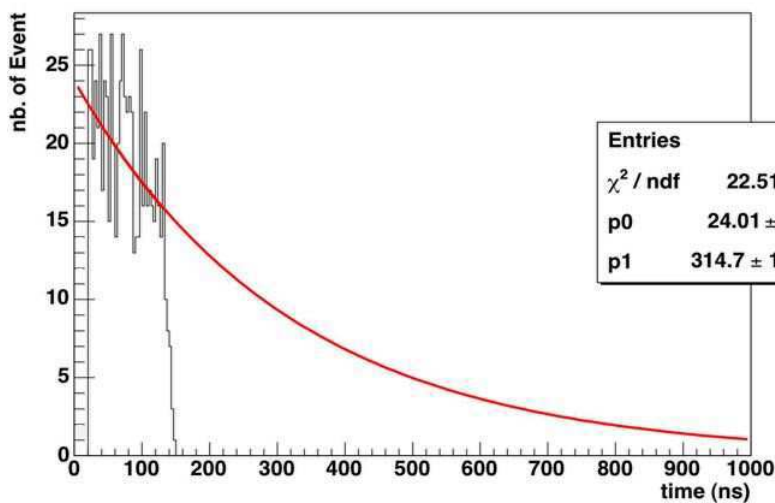


FIG. 6.7 – Représentation de l'écart en temps entre les deux PM ayant déclenché.

La figure 6.7 représente la différence entre les temps de déclenchement des scintillateurs associés aux traces. L'ajustement des données sur la gamme [30-130] ns par une fonction exponentielle a permis de reconstruire une période de décroissance de l'ordre de $T_{1/2} = 216 \pm 115$ ns. Cette valeur reflète correctement la période de décroissance α du ^{212}Po .

L'analyse de cette observable est un bon argument pour justifier la pureté de ce canal à l'identification des cascades bipo provenant de la surface du calorimètre.

6.3.2 Étude du canal bipo avec identification de l'alpha

Une information toute aussi importante que le temps de vol des particules est d'identifier l'électron du bismuth et l'alpha de la décroissance du polonium.

Les critères de sélection d'un deuxième canal afin d'identifier ce type d'événement sont :

- un ou deux scintillateurs isolés,
- l'énergie minimum déposée est supérieure à 200 keV,
- deux traces dont les courbures sont caractéristiques d'un électron traversant,
- une trace courte et rectiligne caractéristique d'un alpha,
- tous les critères de qualité des traces sont respectés,
- les vertex des particules identifiées doivent être distant de moins de 5 cm et localisés sur le calorimètre,
- l'angle θ entre les trajectoires des particules doit être marqué tel que $|\cos \theta| < 0,9$,
- aucun cluster de cellules retardées ne doit être identifié à proximité de la trace alpha.

L'efficacité de sélection de ces événements est de l'ordre de 0,12%. Cette valeur, plus faible que dans le canal présenté dans la section précédente, peut s'expliquer par le fait que :

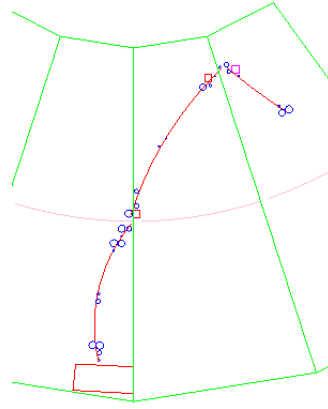
- le parcours moyen d'une particule α de 9 MeV dans la matière est faible ($d \approx 40$ cm dans le gaz de NEMO-3). Dans le cas d'une contamination de surface des scintillateurs de NEMO-3, les particules alpha doivent traverser plusieurs épaisseurs de mylar qui entourent les blocs de plastique avant d'atteindre la chambre à fil.
- l'algorithme de reconstruction des trajectoires des particules chargées est particulièrement optimisé pour identifier des électrons présentant un point d'intersection avec le calorimètre et avec la feuille source. Dans le cas de cette analyse, la trace alpha n'atteint pas la feuille source. L'efficacité de l'algorithme est intrinsèquement plus réduite pour la recherche de ce type de topologie.

Notons que les blocs de plastique scintillant étant enveloppé de mylar, il est donc possible qu'une partie des événements observés proviennent de ce mylar. Toutefois, tous les événements sélectionnés seront attribués à une contamination de la surface du calorimètre.

La figure 6.8 présente un événement de type bipo provenant du calorimètre. Lorsqu'un seul scintillateur est touché, il n'y a aucune information de temps de vol aidant à l'interprétation de cet événement mais la topologie est suffisamment contraignante pour attribuer tous les événements au processus bipo.

6.3.3 Résultat de l'analyse de la contamination de surface des scintillateurs

La simulation des bruits de fond de l'expérience n'a pas mis en évidence de source de contamination aux canaux d'analyse définis pour l'étude des événements bipo_{calorimetre}. C'est

FIG. 6.8 – Visualisation d'un événement $\text{bipo}_{\text{calorimètre}}$ (run : 3660 ; événement : 1018).

ainsi que tous les événements observés ont été attribués à la décroissance du ^{212}Bi . Les nombres d'événements obtenus dans chacun des canaux sont récapitulés dans le tableau 6.2.

	canal $\text{bipo}_{\text{calorimètre}}$		
	temps de vol	temps de vol +1 γ	proportion de γ (%)
simulation	10380	232	$2,24 \pm 0,17$
données	653	15	$2,30 \pm 0,68$
	α identifié	α identifié +1 γ	proportion de γ (%)
simulation	2859	79	$2,76 \pm 0,36$
données	214	10	$4,67 \pm 1,81$

TAB. 6.2 – Nombre d'événement pour chaque canal d'analyse du processus $\text{bipo}_{\text{calorimètre}}$.

L'étude du schéma de décroissance du ^{212}Bi permet de prévoir que 2,2 % des événements observés dans NEMO-3 présentent un γ de désexcitation. Pour les deux canaux d'analyse, le rapport des événements avec un gamma avec les événements sans gamma dans les données réelles est en bon accord avec les simulations.

L'activité en ^{212}Bi et donc en ^{208}Tl à la surface du calorimètre ($\approx 37\text{m}^2$) mesurée par le canal avec identification de l'alpha du ^{212}Po dans la chambre à fils est de :

$$A_{\text{bipo-calorimètre}} = 180 \pm 50 \quad \mu\text{Bq.m}^{-2}$$

Soit $A_{\text{Tl-calorimètre}} = 100 \pm 30 \quad \mu\text{Bq.m}^{-2}$

Le résultat de l'analyse avec l'information du temps de vol est :

$$A_{\text{bipo-calorimètre}} = 150 \pm 30 \quad \mu\text{Bq.m}^{-2}$$

Soit $A_{\text{Tl-calorimètre}} = 84 \pm 17 \quad \mu\text{Bq.m}^{-2}$

Bien que la statistique soit faible, il est possible d'étudier la distribution des vertex d'émission des événements bipocalorimètre à la surface du calorimètre (Cf. figure 6.10). Le schéma 6.9 représente le découpage effectué pour visualiser la localisation des contaminations de surface du calorimètre.

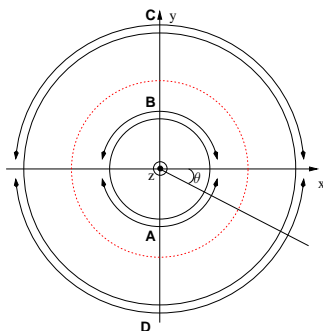


FIG. 6.9 – Vue schématique du détecteur NEMO-3. Le cercle rouge représente la feuille source vue de haut et les cercles noirs représentent les murs externes et internes du calorimètre. Le détecteur est divisé en quatre zones : A mur interne pour y négatif, B mur interne pour y positif, C mur externe pour y positif et D mur externe pour y négatif.

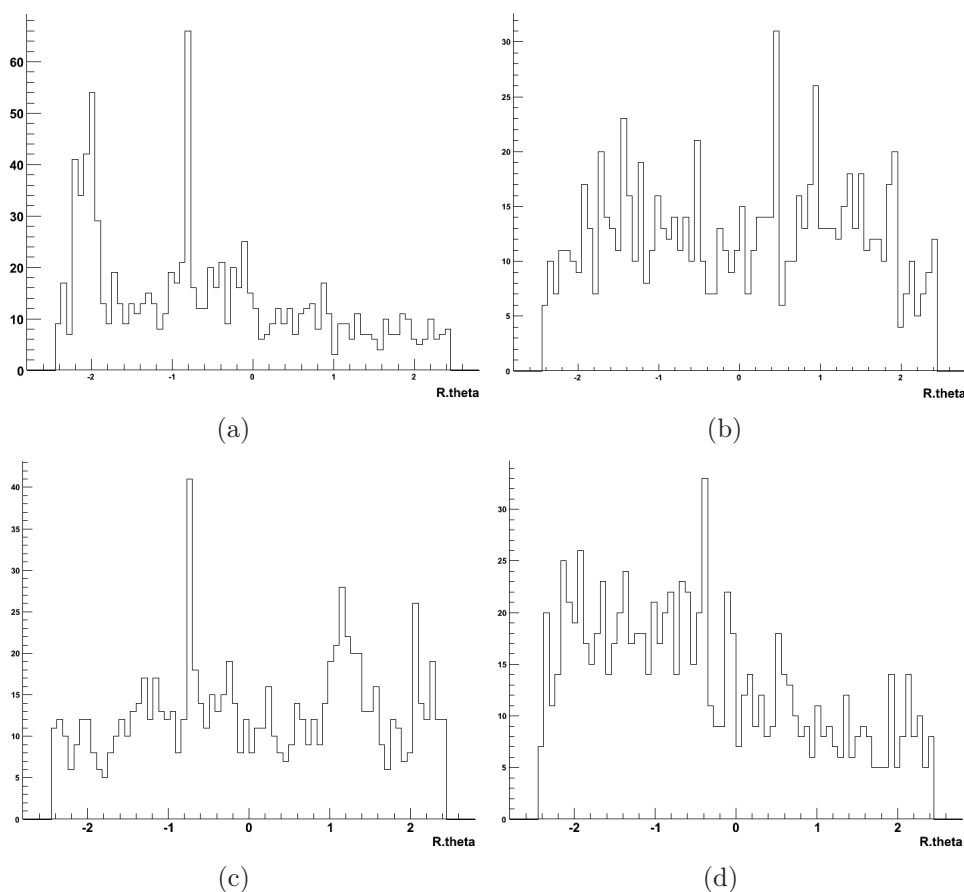


FIG. 6.10 – Distribution des vertex d'émission des événements bipo à la surface du calorimètre selon $R.\theta$.

L'analyse de la distribution des vertex d'émission (Cf. figure 6.10-a) permet d'identifier des zones *chaudes* à la surface du mur interne des secteurs 19 ($R.\theta \approx -1$) et 16 ($R.\theta \approx -2$).

6.4 Conclusion

Lors de cette étude prospective, nous avons exploité la capacité du détecteur à identifier des contaminations très faibles avec des canaux originaux. Ainsi, le taux de contamination en ^{208}Tl a été étudié au moyen de canaux propres à la décroissance de la cascade $^{212}\text{Bi-Po}$.

Cette étude a permis de mesurer et de localiser une contamination de surface du calorimètre de NEMO-3 en ^{208}Tl :

$$\begin{aligned} A_{bipo\text{-calorimetre}} &= 150 \pm 30 \text{ } \mu\text{Bq.m}^{-2} \\ \text{Soit } A_{Tl\text{-calorimetre}} &= 84 \pm 17 \text{ } \mu\text{Bq.m}^{-2} \end{aligned}$$

Actuellement la contamination en ^{208}Tl de la feuille de ^{82}Se est de l'ordre de $300\mu\text{Bq.kg}^{-1}$ et la contamination du verre des PM est de 31,2 Bq. De plus, la chambre à dérive présente une contamination en ^{214}Bi d'environ $1,5 \text{ mBq.kg}^{-1}$. Ces niveaux de bruit de fond implique que la contamination en ^{208}Tl de la surface du calorimètre est négligeable.

Toutefois, pour des détecteurs de future génération, comme SuperNEMO, pour atteindre des sensibilités de l'ordre de 10^{26} années, la limite supérieure acceptable en ^{208}Tl est de $2 \mu\text{Bq/kg}$ dans les feuilles sources.

Les limites de sensibilité des techniques de spectrométrie γ étant dépassées, un calorimètre « à la NEMO » devra être développé pour caractériser les feuilles source avant d'être introduites dans SuperNEMO. Dans ces conditions, il sera nécessaire que ce détecteur présente une contamination de surface des scintillateurs aussi faible que possible.

C'est ainsi que les études de faisabilité de SuperNEMO ont amené à développer un détecteur prototype afin de mesurer la contamination de surface des scintillateurs en ^{208}Tl par le canal bipo (projet BiPo).

Conclusion

Depuis 2003, le détecteur NEMO-3 est en phase de prise de données au Laboratoire Souterrain de Modane afin de rechercher un signal de double désintégration bêta sans émission de neutrino.

L'objectif de cette analyse a été d'étudier la double désintégration bêta sans émission de neutrino du ^{150}Nd et du ^{82}Se , deux émetteurs $\beta\beta$ envisagés pour le détecteur de future génération SuperNEMO. Or, le processus de décroissance $\beta\beta$ est un processus rare qui nécessite une connaissance précise de la réponse du détecteur et une compréhension complète des bruits de fond de l'expérience.

C'est pourquoi ce travail est principalement dédié à la mise au point des modèles de bruit de fond des sources $\beta\beta$. Cette étude a établi, que pour la gamme en énergie dédiée à la recherche du signal $\beta\beta 0\nu$ ($\approx Q_{\beta\beta}$), le ^{208}Tl et éventuellement le ^{214}Bi sont les principales contaminations dans NEMO-3.

Due à la résolution en énergie, le processus $\beta\beta$ permis par le modèle standard est également un bruit de fond pour la recherche d'événements signant une violation de conservation du nombre leptonique. Par conséquent, les périodes de décroissance du processus $\beta\beta 2\nu$ ont été mesurées :

$$\begin{aligned} T_{1/2}^{(2\nu)} &= [9,66 \pm 0,21(\text{stat}) \pm 0,82(\text{syst})].10^{18} \text{ années} && \text{pour le } ^{150}\text{Nd}. \\ T_{1/2}^{(2\nu)} &= [9,72 \pm 0,12(\text{stat}) \pm 1,10(\text{syst})].10^{19} \text{ années} && \text{pour le } ^{82}\text{Se}. \end{aligned}$$

La mesure de la période du processus $\beta\beta 2\nu$ a ainsi permis de connaître toutes les contributions dans le canal d'analyse propre au processus $\beta\beta 0\nu$.

La conclusion de cette analyse des données de NEMO-3, est qu'aucun excès significatif n'a été observé pour les sources de ^{150}Nd et de ^{82}Se . C'est ainsi que des limites inférieures sur les périodes du processus $\beta\beta 0\nu$ par échange de neutrinos massifs ont été extraites :

$$\begin{aligned} T_{1/2}^{(0\nu)} &> 1,44.10^{22} \text{ années} && \text{pour le } ^{150}\text{Nd}. \\ T_{1/2}^{(0\nu)} &> 1,82.10^{23} \text{ années} && \text{pour le } ^{82}\text{Se}. \end{aligned}$$

Les limites supérieures sur la masse effective du neutrino de Majorana pour chaque isotope étudié sont de :

$$\begin{aligned} m_{\beta\beta} &< (5,4 - 8,5) \text{ eV} && \text{pour le } ^{150}\text{Nd}. \\ m_{\beta\beta} &< (2,4 - 3,5) \text{ eV} && \text{pour le } ^{82}\text{Se}. \end{aligned}$$

Le détecteur NEMO-3 a permis d'améliorer d'un ordre de grandeur les limites actuelles pour les sources de ^{150}Nd et de ^{82}Se dû à une efficacité et une statistique largement augmentées par rapport à l'expérience NEMO-2

Rappelons toutefois deux observations :

- une différence d'un ordre de grandeur sur la limite de la période du processus $\beta\beta 0\nu$ entre le ^{150}Nd et le ^{82}Se n'induit qu'un écart d'un facteur deux à trois sur la limite de la masse du neutrino,
- le manque de précision actuelle des méthodes de calcul des éléments de matrice nucléaire implique une forte incertitude sur l'estimation des masses effectives de Majorana.

Ce travail a permis de caractériser les sources de contamination auxquelles sont sensibles les canaux d'analyse dédiés à l'étude des décroissances $\beta\beta$ des isotopes envisagés pour le détecteur SuperNEMO. D'autant plus que les niveaux de radiopureté requis pour atteindre une sensibilité de 10^{26} années ($m_{\beta\beta} \approx 50$ meV) avec 100 kg de source sont de $10 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi et $2 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl .

De telles contraintes, en particulier sur l'activité du ^{208}Tl , impliquent qu'une mesure précise des bruits de fond est un enjeu majeur pour la recherche d'un signal de $\beta\beta 0\nu$. C'est ainsi, qu'avec les données de NEMO-3, des canaux d'analyse originaux ont été explorés afin de localiser et de mesurer la contamination en thallium du détecteur. L'analyse de la cascade $^{212}\text{Bi-Po}$ a permis de mesurer une contamination de la surface du calorimètre de l'ordre de :

$$A_{bipo\text{-calorimetre}} \approx 150 \pm 30 \mu\text{Bq/m}^2$$

Cette contamination est négligeable lors de l'analyse des données de NEMO-3. Toutefois, cette étude s'inscrit dans le cadre d'un programme de R&D pour un détecteur de futur génération : SuperNEMO. La contamination de surface des scintillateurs d'un futur détecteur (BiPo) de caractérisation des feuilles source devra être diminué de plus de deux ordres de grandeur pour mesurer une activité inférieure à $2 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl .

Annexe A

Bilan des modèles de bruit de fond internes

Efficacités dans le cas d'un détecteur parfait				
Isotopes	Efficacité au canal $\beta\beta$	Efficacité au canal $e\gamma\gamma$	Efficacité au canal $e\gamma$	Efficacité au canal $1 e^-$
^{210}Bi	$2,41.10^{-5}$	$6,67.10^{-8}$	$4,29.10^{-5}$	0,14
^{207}Bi	$1,84.10^{-4}$	$1,19.10^{-4}$	$4,10.10^{-3}$	$7,93.10^{-3}$
^{40}K	$1,75.10^{-4}$	$1,00.10^{-6}$	$2,51.10^{-4}$	0,20
^{152}Eu	$1,10.10^{-4}$	$4,26.10^{-4}$	$3,94.10^{-3}$	$7,17.10^{-3}$
^{234m}Pa	$8,50.10^{-4}$	$3,10.10^{-5}$	$9,57.10^{-4}$	0,34
^{228}Ac	$5,71.10^{-4}$	$1,34.10^{-3}$	$2,04.10^{-2}$	0,07
^{212}Bi	$3,88.10^{-4}$	$1,69.10^{-4}$	$2,80.10^{-3}$	0,17
^{212}Pb	$< 2.10^{-8}$	$< 1.10^{-8}$	$7,93.10^{-6}$	$4,39.10^{-4}$
^{208}Tl	$1,30.10^{-3}$	$1,21.10^{-2}$	$3,23.10^{-2}$	0,04
^{214}Bi	$1,35.10^{-3}$	$7,25.10^{-3}$	$3,08.10^{-2}$	0,11
^{214}Pb	$5,13.10^{-4}$	$1,33.10^{-6}$	$4,23.10^{-3}$	$1,26.10^{-2}$
^{137}Cs	$2,07.10^{-6}$	$< 1.10^{-8}$	$2,11.10^{-5}$	$1,81.10^{-2}$
^{60}Co	$4,47.10^{-6}$	$2,09.10^{-4}$	$6,90.10^{-4}$	$7,17.10^{-4}$

TAB. A.1 – Récapitulatif des efficacités de sélections des isotopes définissant les modèles de bruit de fond pour les différents canaux d'analyses.

Isotopes	Modèle de bruit de fond du ^{150}Nd		Modèle de bruit de fond du ^{82}Se	
	Act. NEMO-3 (mBq/kg)	Act. HPGe (mBq/kg)	Act. NEMO-3 (mBq/kg)	Act. HPGe (mBq/kg)
^{210}Bi	419 ± 5	-	115 ± 5	-
^{207}Bi	198 ± 10	130 ± 5	-	-
^{40}K	157 ± 2	< 70	-	55 ± 5
^{152}Eu	107 ± 20	40 ± 5	-	-
^{234m}Pa (hot spot)	$55,0 \pm 0,8$	< 66	-	-
^{234m}Pa	$37,8 \pm 0,2$	-	$15,1 \pm 0,5$	< 18
^{228}Ac	$25,1 \pm 2,9$	20 ± 7	$0,980 \pm 0,150$	< 1
^{212}Bi	$25,1 \pm 2,9$	20 ± 7	$0,980 \pm 0,150$	< 1
^{212}Pb	$25,1 \pm 2,9$	20 ± 7	$0,980 \pm 0,150$	< 1
^{208}Tl	$9,1 \pm 1,1$	10 ± 2	$0,340 \pm 0,055$	$0,4 \pm 0,1$
^{214}Bi	$4,7 \pm 2,5$	< 3	$1,0 \pm 0,3$	$1,2 \pm 0,5$
^{214}Pb	$4,7 \pm 2,5$	< 3	$1,0 \pm 0,3$	$1,2 \pm 0,5$
^{137}Cs	-	3	-	-
^{60}Co	-	2	-	-

TAB. A.2 – Description des modèles de bruits de fond internes pour le ^{150}Nd et le ^{82}Se . Les activités mesurées par les détecteurs germaniums et par NEMO-3 sont en accord pour les isotopes contribuant le plus efficacement au canal $\beta\beta$. L'activité de l'émetteur β pur (le ^{210}Bi) n'avait pas été mesuré jusqu'à maintenant. L'algorithme d'ajustement des spectres n'a pas permis de mesurer la contamination en ^{40}K de la source de ^{82}Se puis en ^{137}Cs et en ^{60}Co pour la source de ^{150}Nd .

Annexe B

Bilan du modèle de bruit de fond externe

Modèle de bruit de fond externe pour l'étude du ^{82}Se et du ^{150}Nd				
Isotope	Localisation	Act. NEMO-3 (Bq)	Act. HPGe (Bq)	efficacité au canal OCE
^{228}Ac	Verre des PM	$89,1 \pm 0,9$	49,4	$2,78 \cdot 10^{-6}$
^{208}Tl		$31,2 \pm 0,3$	17,8	$7,80 \cdot 10^{-5}$
^{214}Bi		382 ± 18	302	$1,44 \cdot 10^{-5}$
^{40}K		859 ± 25	831	$1,79 \cdot 10^{-6}$
^{214}Bi	Surface des fils	0,140[59]	-	$6,55 \cdot 10^{-4}$
^{214}Pb		0,140[59]	-	$1,06 \cdot 10^{-4}$
^{210}Bi		0,130	-	$8,93 \cdot 10^{-5}$
^{210}Bi	Surface des	5 ± 2	-	$8,79 \cdot 10^{-5}$
^{40}K		6 ± 3	91	$2,15 \cdot 10^{-4}$
^{152}Eu	scintillateur	31 ± 5	traces	$1,13 \cdot 10^{-4}$
^{60}Co	Structure	-	17	$8,57 \cdot 10^{-7}$

TAB. B.1 – Description du modèle de bruit de fond externe pour l'analyse des sources de ^{150}Nd et de ^{82}Se . Les mesures effectuées avec le détecteur NEMO-3 ne concordent pas exactement avec les mesures germaniums mais il est nécessaire de prendre en compte que les mesures obtenues par spectrométrie γ ne sont basées que sur un échantillon du détecteur contrairement aux mesures effectuées par l'analyse des données. Notons tout de même que les activités mesurées par les deux techniques sont du même ordre de grandeur.

Bibliographie

- [1] W. Pauli, *Physics Today* **9** (1930) 23
- [2] G. Danby et al., *Phys. Rev. Lett.* **9**, 36 (1962)
- [3] K. Kodama et al., *Physics Letters B* **504** (2001) 218-224
- [4] ALEPH Collaboration, *Physics Letters B* **313** (1993) 520-534
- [5] M. Goldhaber et al., *Phys. Rev.* **109**, 1015 - 1017 (1958)
- [6] E. Nezri, Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal (2002)
- [7] Weinheimer et al., *Phys. Letters B* **460** (1999) 219
- [8] V. Lobashev et al., *Nucl. Phys. B* **91** (2001) 280
- [9] G. Hinshaw et al., Submitted to the *Astrophysical Journal Supplement Series* (2008)
- [10] Letter of Intent, archive hep-ex/0109033 (2001)
- [11] K. Assamagan et al. *Phys. Letters B* **434** (1998) 158-162
- [12] Barate et al.(ALEPH), *Eur. Phys. J. C* **2** (1998) 395-406
- [13] S. Turck-Chieze, Thèse de doctorat, Université de Paris VII (2007)
- [14] R. Davis et al., *Phys. Rev. Lett.* **20** (1968) 1205
- [15] SNO Col, *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002)
- [16] Super-K Col, *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006)
- [17] KEK Col, *Phys. Rev. D* **72** (2006)
- [18] G. Mention, Thèse de doctorat, Université de Lyon I (2005)
- [19] M. Goeppert-Mayer, *Phys. Rev.* **109**, 512 (1935)
- [20] W. Furry, *Phys. Rev.* **56**, 1184 (1939)
- [21] A.S. Barabash, *Physics of Atomic Nuclei* **70** (2007) 1191-1202
- [22] Ju.M.Gavriljuk et al., *Phys. Atomic Nuclei* **69** (2006) 2129
- [23] H.J.Kim et al., *Nucl.Phys. A* (2007) 793
- [24] R.G.Winter et al., *Phys.Rev.* **85** (1952) 687
- [25] V.I.Tretyak et al., *At.Data Nucl.Data Tables* **61** (1995) 43
- [26] F.A.Danevich et al, *Phys.Rev. C* **68** (2003) 035501
- [27] A.V.Derbin et al, *Phys.Atomic Nuclei* **59** (1996) 2037
- [28] V.I.Tretyak et al., *Europhys.Lett.* **69** (2005) 41
- [29] F.A.Danevich et al, *Nucl.Instrum.Methods Phys.Res. A* (2005) 544, 553
- [30] F.A.Danevich et al, *Nucl.Phys. A* (2001) 694, 375
- [31] F.Simkovic, *Physical Rev C* **60** (1999)

- [32] Aalseth et al, Phys. Rev. D **65** (2002)
- [33] V.A. Rodin et al., Nucl. Phys. A **773** (2007) 213
- [34] L.Wolfenstein, Physical Rev D **17** (1978)
- [35] S. Mikheyev and A. Smirnov, Yad. Fiz. 43 (1945) 1441
- [36] Mattias Blennow et al., Physical Rev D **69** (2004)
- [37] W.Winter, Phys. Letters B**613** (2005) 67-73
- [38] L. Chabert, Thèse de doctorat, Université de Lyon I (2004)
- [39] A.S. Barabash, nucl-ex/023001v1 (2002)
- [40] T. Bernatowicz et al., Phys. Rev. C**47** (1993) 806
- [41] O.K. Manuel J.Phys.Rev. G**17** (1991) S221
- [42] A. de Silva, M.K. Moe, M.A. Nelson, M.A. Vient, Phys. Rev. C**56** (1997) 2451
- [43] V. Artemiev et al., Phys. Letters B**345** (1995) 564
- [44] R. Arnold et al., Nucl. Phys. A**636** (1998) 209
- [45] F. Mauger, NEMO-3 Trigger Software Documentation (2003)
- [46] G. Lutter, Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I (2006)
- [47] S. Billon et al., Radioprotection Vol.39-2 (2004)
- [48] F. Mauger, Compte-rendu de la réunion de collaboration NEMO-3 (2003)
- [49] R. Arnold et V.I. Tretiak, Note interne NEMO (2001)
- [50] R. Arnold et V.I. Tretiak, NEMO-3 simulation program User's guide (2005)
- [51] C.M. Lederer, V.S. Shirley, Table of isotopes
- [52] Rene Brun and Fons Rademakers, ROOT, <http://root.cern.ch>
- [53] <https://cvs.in2p3.fr/doc-fr.html>
- [54] G. Barrand, OpenScientist, status of the project, LAL, Orsay, France
- [55] <http://www.gnuplot.info/>
- [56] K. Errahmane, Thèse de doctorat, Université de Paris VII (2001)
- [57] I. Kisel et al., NEMO Collaboration, Nucl Instr. and Method. A**387** (1997) 433
- [58] V.Kovalenko, Laser Time Corrections for NEMO 3 data, Note interne NEMO (2006)
- [59] V.Kovalenko, Réunion de collaboration, Note interne NEMO (2007)
- [60] D.E. Groom et al, Muon Stopping Power and Range Tables, ADNDT Vol.78 (2001) 183-356
- [61] R. Barlow et C. Beeston, Comp. Phy. Comm. **77** (1993) 219-228
- [62] Y.Lemiere, Stage Master II recherche, Université de Caen (2005)
- [63] A. Rindi et al., Nucl Instr. and Method. A**272** (1988) 871
- [64] R. Arnold et al., Nucl. Instr. and Method A**536** (2005)79
- [65] F. Mauger, Thèse de doctorat, Université de Caen (1995)
- [66] O. Castanos et al., Nucl. Phys. A **571** (1994) 276
- [67] J.G. Hirsch et al., Nucl. Phys. A **589** (1995) 445
- [68] J.G. Hirsch, O. Castanos, Nucl. Phys. A **582** (1995) 124
- [69] E. Caurier, F. Nowacki, A. Poves and J. Retamosa, Nucl. Phys. A **654** (1999) 973c
- [70] F. Simkovic et al, Phys. Rev. C **60** (1999) 055502
- [71] A.A. Klimenko et al., Nucl. Instr. Meth. B **17** (1986) 445
- [72] D.Dassié et al., Phys. Rev. D **51** (1995) 2090

**Recherche de la violation de conservation du nombre leptonique total par le processus de double désintégration bêta du ^{82}Se et du ^{150}Nd dans l'expérience NEMO-3.
Étude du processus Bi-Po de la chaîne du thoron.**

Résumé

L'expérience NEMO-3 recherche un signal de double désintégration bêta sans émission de neutrino ($\beta\beta 0\nu$) avec une sensibilité de l'ordre de 10^{24} années. L'observation de ce processus, interdit par le Modèle Standard car violant la conservation du nombre leptonique total, permettrait de déterminer la nature théorique de cette particule (Dirac ou Majorana) et d'accéder à l'échelle de masse du neutrino. L'objectif de ce travail est d'étudier les événements de décroissance $\beta\beta$ à haute énergie du ^{82}Se et du ^{150}Nd utilisés dans le détecteur NEMO-3. La première partie de cette étude consiste en l'élaboration de modèle de bruits de fond de l'expérience en exploitant les données du détecteur. La seconde partie de ce travail a permis de mesurer les périodes de décroissance $\beta\beta 2\nu$ de ces isotopes et déterminer une limite inférieure sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ par échange de neutrinos légers de Majorana. Dans la dernière partie, une mesure spécifique de la contamination en thallium est menée en exploitant la sensibilité du détecteur NEMO-3 à la décroissance $^{212}\text{Bi-Po}$.

Mots clés : Neutrino, double décroissance bêta, bruits de fond, faible radioactivité

**Search for evidence of lepton number violation by neutrinoless double beta decay process from ^{82}Se and ^{150}Nd in NEMO-3 experiment.
Bi-Po decay study from thoron chain.**

Abstract

The NEMO-3 experiment searches for a neutrinoless double beta decay signal ($\beta\beta 0\nu$) with an expected sensitivity in terms of the half-life limit of the order of 10^{24} years. The discovery of this signal, forbidden in the Standard Model, would imply the violation of leptonic number conservation and would allow to determine the nature of this particule (Dirac or Majorana) and measure the neutrino mass scale. The goal of this work is to study high energy events from ^{82}Se and ^{150}Nd $\beta\beta$ decay used in NEMO-3 detector. The first part of this work consists in the elaboration of a background model using NEMO-3 data. In the second part, the $\beta\beta 2\nu$ half-life and a lower limit of the $\beta\beta 0\nu$ half-life are computed using massive Majorana neutrino exchange hypothesis. In the last part, the measurement of some specific thallium contamination is performed thanks to the NEMO-3 capability to detect the $^{212}\text{Bi-Po}$ decay.

Keywords : Neutrino, double beta decay, background, low radioactivity

Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique