



HAL
open science

Recherche de la double décroissance bêta sans émission de neutrino du ^{82}Se . Analyse des données et modélisation du bruit de fond du détecteur NEMO3

Gwenaëlle Broudin

► **To cite this version:**

Gwenaëlle Broudin. Recherche de la double décroissance bêta sans émission de neutrino du ^{82}Se . Analyse des données et modélisation du bruit de fond du détecteur NEMO3. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2007. Français. NNT: . tel-00404363

HAL Id: tel-00404363

<https://theses.hal.science/tel-00404363>

Submitted on 16 Jul 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.

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE BORDEAUX 1

ECOLE DOCTORALE DE
SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

par **Gwénaëlle Broudin**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPECIALITE : NOYAUX, ATOMES, AGREGATS, PLASMAS

**Recherche de la double décroissance bêta sans émission de neutrino du ^{82}Se .
Analyse des données et modélisation du bruit de fond du détecteur NEMO3.**

Soutenue le 6 juin 2007

Après avis de :

M. J. Busto	Professeur, Université de la Méditerranée	Rapporteur
M. J. Gascon	Professeur, Université Lyon 1	Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

M. J. Labarsouque	Professeur, Université Bordeaux 1	Président
M. J. Busto	Professeur, Université de la Méditerranée	
M. J. Gascon	Professeur, Université Lyon 1	
M. E. Gangler	Chargé de recherche, IPNL	
M. P. Hubert	Directeur de recherche, CENBG	
M. F. Piquemal	Chargé de recherche, CENBG	

A Aaron

A mes parents, mes frères, mes grands-parents

Remerciements

Mes remerciements s'adressent tout d'abord à Fabrice Piquemal qui a encadré ce travail de thèse. Je le remercie de m'avoir fait bénéficier de son expérience de la physique du neutrino et des expériences NEMO en particulier. Fabrice a été d'un très grand soutien tout au long de ce travail et je souhaite le remercier pour sa disponibilité tout autant que pour ses nombreux conseils et sa gentillesse.

Je tiens également à remercier Philippe Hubert pour m'avoir permis de réaliser ce travail au sein du groupe Neutrinos. Je le remercie pour son aide lors de l'étude du bruit de fond de l'expérience, mais aussi pour sa grande disponibilité. Merci de m'avoir fait découvrir le domaine des faibles radioactivités et leurs nombreuses applications.

Je remercie Serge Jullian pour son accueil au sein de la collaboration NEMO. Merci également à Bernard Haas de m'avoir offert la possibilité de préparer cette thèse au CENBG.

J'adresse mes remerciements à José Busto et Jules Gascon, rapporteurs de ce travail, pour leur lecture minutieuse du manuscrit et leurs remarques. Je remercie également Jean Labarsouque, qui a accepté de présider le jury et Emmanuel Gangler, qui a bien voulu y prendre part.

Pendant ces trois années, le groupe Neutrinos a été comme une famille. J'adresse ainsi toute ma sympathie à Christine Marquet, Françoise Hubert, Guillaume Lutter, Abdel Nachab, Frédéric Perrot, Jean-Stéphane Ricol et Francis Leccia. Je tiens à les remercier pour leur gentillesse et leur soutien.

Je pense également aux chercheurs de la collaboration NEMO. Je les remercie de m'avoir accueilli comme ils l'ont fait et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Je tiens à leur exprimer ici toute ma sympathie. Je souhaite remercier les membres du groupe Analyse pour leurs conseils. Un grand merci à Roger, Vera, Victor et Laurent pour m'avoir fait bénéficier de leur expérience et pour leur aide en matière de simulation et d'analyse.

Merci à Mathieu Bongrand, Mathias Gerbaux, et Yves Lemièrre pour avoir été pendant ces trois années plus que des collègues doctorants.

Je remercie mes collègues à l'université pour avoir fait de mon monitorat une expérience positive pendant la préparation de cette thèse. Je pense plus particulièrement à Alain Bretenoux, Nathalie Brouillet, Guy Michel, et Pierre Bordenave.

Merci également à Philippe Quentin pour son soutien lors du Master APC.

Je n'oublie pas le personnel du CENBG qui a créé un cadre de travail très agréable. Merci entre autres à Johnny, Sylvie, Brigitte, Nadine, Pascale, Isabelle, Lucienne et Tina pour leur bonne humeur contagieuse.

Je tiens pour finir à adresser mes remerciements à ma famille pour son soutien tout au long la thèse, mais aussi pendant mes années d'études universitaires. Je remercie en particulier Aaron pour ses encouragements constants, son soutien moral et culinaire, et sa grande patience.

Sommaire

Introduction	1
1 - La physique du neutrino	3
1.1 - Le neutrino dans le Modèle Standard	4
1.1.1 - Le Modèle Standard	4
1.1.2 - Les propriétés du neutrino dans le Modèle Standard	6
1.2 - Le neutrino au-delà du Modèle Standard	8
1.2.1 – Le neutrino de Majorana	8
1.2.2 - Les termes de masse de Majorana	9
1.2.3 - Le mécanisme du see-saw	10
1.2.4 – Les oscillations de neutrinos	10
1.3 - La double désintégration bêta	11
1.3.1 - La double désintégration bêta sans émission de neutrinos	11
1.3.2 - La double désintégration bêta avec émission de neutrinos	17
1.4 - Les expériences sur la masse du neutrino	18
1.4.1 – La double désintégration bêta et les oscillations de neutrinos	18
1.4.2 – Les expériences sur les oscillations	19
1.4.3 – Le spectre de masse des neutrinos	24
1.4.4 – Les expériences de mesure directe de la masse du neutrino	25
1.5 - Les expériences de double désintégration bêta	26
1.5.1 – Approche expérimentale de la recherche de la désintégration $\beta\beta\nu$	26
1.5.2 - Les techniques de détection	28
1.5.3 - Les résultats actuels	28
1.5.4 - Les expériences en cours	30
1.5.5 - Les projets d'expérience	31
1.6 – Conclusion	33
2 - Le détecteur NEMO3	35
2.1 - Description générale du détecteur NEMO3	35
2.2 - Les sources du détecteur NEMO3	37
2.2.1 – Sélection des isotopes émetteurs $\beta\beta$	38
2.2.2 – L'émetteur double bêta ^{82}Se	39
2.2.3 - Radiopureté des sources de ^{82}Se en ^{214}Bi et ^{208}Tl	39
2.2.4 – Production et enrichissement de la source de ^{82}Se	40
2.2.5 – La structure des sources	40
2.3 – Le détecteur de traces	41
2.3.1 – Principe de fonctionnement	42
2.3.2 – La structure du détecteur de traces de NEMO3	43
2.3.3 – La haute-tension	43

2.3.4 – Les performances pour la reconstruction des traces	44
2.4 – Le calorimètre	44
2.4.1 – Description du calorimètre	44
2.4.2 – Principe de la scintillation	45
2.4.3 - Caractéristiques du scintillateur	45
2.4.4 – Principe de fonctionnement d’un tube photomultiplicateur	47
2.4.5 - Caractéristiques des tubes photomultiplicateurs	49
2.4.6 – L’association scintillateur-photomultiplicateur	49
2.4.7 – L’alimentation des photomultiplicateurs	49
2.5 Les blindages et la bobine	49
2.5.1 – La localisation de l’expérience au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM)	50
2.5.2 - La bobine	51
2.5.3- Le blindage de fer	51
2.5.4 - Le blindage neutron	52
2.5.5 - La tente anti-radon	52
2.6 Les étalonnages en énergie et en temps des compteurs	53
2.6.1 - L’étalonnage avec des sources radioactives	53
2.6.2 - Le système de suivi laser	53
2.7 - L’acquisition de données	56
2.7.1 - L’électronique d’acquisition du calorimètre	56
2.7.2 - L’électronique du détecteur de traces	56
2.7.3 - Le système d’acquisition	57
2.8 - Le suivi de l’expérience	59
2.9 - La base de données de l’expérience NEMO3 : NEMO DB	59
2.10 – Conclusion	60
3 - L’analyse des données de l’expérience NEMO3 : principe	61
3.1 – Les données de l’expérience NEMO3	61
3.1.1 – Les données expérimentales et simulées	61
3.1.2 – Les périodes d’acquisition de données	62
3.2 – Le programme de simulation	62
3.2.1 – Le générateur d’évènements GENBB	63
3.2.2 – Localisation des évènements simulés	64
3.3 - La reconstruction des évènements	65
3.3.1 - La reconstitution de la trajectoire d’une particule	65
3.3.2 – L’identification des particules	66
3.3.3 - La reconstruction de l’énergie déposée dans le calorimètre	67
3.3.4 - L’analyse temporelle de l’évènement	74
3.4 – La sélection des données expérimentales pour l’analyse	82
3.4.1 – Sélection des runs selon leur critère de qualité	82
3.4.2 – Les données analysées	82
3.5 – Conclusion	83
4 - Description des bruits de fond du processus $\beta\beta 0\nu$	85
4.1 – Les mécanismes à l’origine du bruit de fond	85
4.1.1 – Les mécanismes à l’origine du bruit de fond dit « interne »	86
4.1.2 – Les mécanismes à l’origine du bruit de fond dit « externe »	86
4.2. – Les sources de bruit de fond pour le processus de double désintégration bêta sans émission de neutrino	89

4.2.1 – Le processus permis	89
4.2.2 – La chaîne radioactive du ^{238}U	90
4.2.3 – La chaîne radioactive du ^{232}Th	95
4.2.4 – Le ^{40}K	97
4.2.5 – Autres radioisotopes	97
4.2.6 – Les rayonnements gamma et les neutrons	98
4.3 – Mesure de la radiopureté des sources et des matériaux du détecteur	99
4.3.1 – Mesure de la radiopureté des sources	99
4.3.2 – Mesure de la radiopureté du calorimètre	99
4.3.3 – Mesure de la radiopureté des pétales de fer	100
4.4 – Modèle du bruit de fond	100
4.4.1 – Modèle du bruit de fond de type interne	100
4.4.2 – Modèle du bruit de fond de type externe	100
4.5 – Conclusion	101
5 - Mesure des composantes de bruit de fond de l'expérience pour les désintégrations $\beta\beta_{0\nu}$ et $\beta\beta_{2\nu}$	103
5.1 – Définition des particules dans l'analyse de données	103
5.1.1 – Définition de l'électron	103
5.1.2 – Définition du rayonnement gamma	104
5.2 – Mesure du bruit de fond par le canal « un électron traversant » pour les phases I et II	105
5.2.1 - Le canal d'analyse « un électron traversant »	105
5.2.2 - Détermination de l'activité des éléments du calorimètre pour la phase II	107
5.2.3 - Détermination de l'activité des éléments du calorimètre pour la phase I	114
5.2.4 Comparaison avec les mesures HPGe et avec le détecteur de radon	116
5.3 – Mesure du bruit de fond externe par le canal « électron-gamma externe » pour la phase II	116
5.3.1 - Le canal d'analyse « électron-gamma externe »	116
5.3.2 - Vérification des résultats obtenus pour le bruit de fond externe par le canal « électron – gamma externe »	118
5.4 – Mesure du radon dans le trajectographe par le canal « électron-gamma interne » pour les phases I et II	120
5.4.1 – Le canal d'analyse « électron-gamma interne »	120
5.4.2 – Analyse des données de la phase I	121
5.4.3 – Analyse des données de la phase II	123
5.4.4 – Recherche de « points chauds » de ^{214}Bi sur la source	124
5.5 - Mesure de l'activité en ^{208}Tl des sources par le canal « électron – deux gammas »	125
5.5.1 – Le canal d'analyse « électron-deux gammas interne »	125
5.5.2 - Méthode d'analyse	126
5.5.3 - Comparaison des activités obtenues avec les mesures effectuées par spectrométrie γ	128
5.6 - Mesure des activités en ^{210}Bi et en $^{234\text{m}}\text{Pa}$ de la source et du trajectographe par le canal électron	128
5.6.1 - Le canal d'analyse « électron »	128
5.6.2 - Mesure de l'activité du dépôt de ^{210}Bi sur les cellules du trajectographe	129

5.6.3 - Mesure du ^{210}Bi déposé sur la source, et contamination de la source en $^{234\text{m}}\text{Pa}$	131
5.7 – Récapitulatif des activités mesurées	133
5.8 – Conclusion	136
6 - Détermination de la période du processus $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se	137
6.1 - Les évènements de type deux électrons	137
6.1.1 - La topologie des évènements de type deux électrons	137
6.1.2 - Les critères de sélection des évènements	138
6.2 – Détermination de la période du processus $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se sans application des étalonnages laser	140
6.2.1 – Détermination des efficacités de détection du processus $\beta\beta 2\nu$	140
6.2.2 – Contribution du bruit de fond interne au processus $\beta\beta 2\nu$	143
6.2.3 – Contribution du bruit de fond externe au processus $\beta\beta 2\nu$	144
6.2.4 – Obtention de la période du processus $\beta\beta 2\nu$ pour la phase I	148
6.2.5 – Obtention de la période du processus $\beta\beta 2\nu$ pour la phase II	150
6.3 - Détermination de la période du processus $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se avec application des étalonnages laser	152
6.3.1 – Critères de qualités laser	152
6.3.2 - Détermination de l'efficacité de détection du processus $\beta\beta 2\nu$	153
6.3.3 - Contribution du bruit de fond interne	153
6.3.4 - Contribution du bruit de fond externe	154
6.3.5 - Obtention de la période du processus $\beta\beta 2\nu$ pour la phase I restreinte	154
6.4 – Récapitulatif des périodes obtenues pour le processus $\beta\beta 2\nu$	157
6.5 – Conclusion	158
7 - Détermination de la limite sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se	159
7.1 – Evènements à deux électrons de type $\beta\beta 2\nu$ et de type $\beta\beta 0\nu$	159
7.2 – Etude des différents mécanismes de double désintégration bêta sans émission de neutrinos sans application des étalonnages laser	161
7.2.1 – La double désintégration bêta sans émission de neutrinos par échange de neutrinos légers de Majorana	161
7.2.2 – La double désintégration bêta sans émission de neutrinos par interaction faible à courant droit	166
7.2.3 – La double désintégration bêta sans émission de neutrinos par émission d'un Majoron	167
7.3 – Etude des différents mécanismes de double désintégration bêta sans émission de neutrinos avec prise en compte des étalonnages laser	170
7.3.1 - La double désintégration bêta sans émission de neutrinos par échange de neutrinos légers de Majorana	170
7.3.2 – La double désintégration bêta sans émission de neutrinos par interaction faible à courant droit	173
7.3.3 – La double désintégration bêta sans émission de neutrinos par émission d'un Majoron	173
7.4 – Récapitulatif des périodes obtenues pour le processus $\beta\beta 0\nu$	175
7.5 – Conclusion	176
Conclusion	177
Bibliographie	179

Introduction

Le Modèle Standard de l'interaction électrofaible décrit les propriétés des particules élémentaires et leurs interactions. Elaboré dans les années 1970, ce Modèle a depuis lors été confirmé par de nombreuses expériences. Pour rendre compte des observations expérimentales, le neutrino y est décrit comme une particule sans masse, électriquement neutre, de spin $\frac{1}{2}$, qui interagit très faiblement avec la matière.

L'observation récente du phénomène d'oscillation des neutrinos d'une saveur en une autre va cependant à l'encontre du Modèle Standard. En effet, les oscillations impliquent un neutrino massif. La physique du neutrino devient alors une physique dite au-delà du Modèle Standard, et de nombreuses expériences sont entreprises pour déterminer les propriétés du neutrino. Parmi celles-ci, les expériences de recherche de double désintégration β sans émission de neutrino portent sur la masse effective, la nature de Dirac (particule et antiparticule sont deux états distincts) ou de Majorana (particule et antiparticule sont le même état) et l'échelle de masse absolue du neutrino.

La double désintégration β est un type de radioactivité rare qui se caractérise par l'émission simultanée de deux électrons. On en distingue deux types : la double désintégration avec émission de neutrinos ($\beta\beta 2\nu$) permise par le Modèle Standard de l'interaction électrofaible, dans laquelle deux neutrinos sont émis avec les électrons, et la double désintégration sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$) interdite par le Modèle Standard, dans laquelle seuls les deux électrons sont émis. Cette transition est interdite par le Modèle Standard car elle ne conserve pas le nombre leptonique. La mise en évidence de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ permettrait d'accéder à l'échelle de masse du neutrino et de connaître sa nature : le neutrino peut être une particule de Dirac ou une particule de Majorana.

L'expérience NEMO (Neutrino Ettore Majorana Observatory), installée au Laboratoire Souterrain de Modane, recherche le processus de double désintégration β sans émission de neutrino à l'aide du détecteur NEMO3, qui renferme 10 kg d'isotopes radioactifs double β , dont 932 g de ^{82}Se . La sensibilité attendue sur la masse du neutrino est de 0,1 eV. Le signal attendu est un pic dans le spectre de la somme en énergie des deux électrons émis à la valeur de l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$. Le détecteur NEMO3 associe un calorimètre et un détecteur de traces, ce qui permet la détection directe des électrons et la mesure de leur énergie. Il est donc possible d'identifier des événements qui pourraient correspondre au processus $\beta\beta 0\nu$.

La principale difficulté dans la recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino réside dans le fait que l'énergie de la transition $Q_{\beta\beta}$ est située dans une gamme d'énergie correspondant à la radioactivité naturelle. Il a donc été nécessaire de sélectionner des matériaux très faiblement radioactifs pour la construction du détecteur NEMO3 afin de

réduire au maximum le bruit de fond pour un éventuel signal correspondant au processus interdit. La radiopureté des sources émettrices double β a également été contrôlée.

Le but de l'étude présentée ici est l'analyse des données de l'expérience relatives au ^{82}Se consiste en la recherche du signal correspondant au processus interdit, tout en identifiant les différentes sources de bruit de fond liées à la radioactivité naturelle. Une limite sur la période du processus peut alors être obtenue.

Le premier chapitre de cette thèse présente la physique du neutrino et introduit les mécanismes de la double désintégration β sans émission de neutrinos. Il replace la recherche de ce processus et ses enjeux dans le cadre de la physique du neutrino actuelle. Les résultats actuels sur la masse du neutrino sont présentés, ainsi que les projets d'expérience qui devraient permettre l'amélioration de ces résultats.

Le second chapitre décrit le détecteur NEMO3. Il détaille ainsi les mesures spécifiques qui ont été prises lors de sa conception et sa construction pour lui garantir une très faible radioactivité. Les performances du détecteur seront également présentées.

Le principe de l'analyse de données est présenté dans le chapitre 3. Cette méthode concerne aussi bien les données enregistrées par le détecteur que les données obtenues par simulation.

Le chapitre 4 propose un modèle pour le bruit de fond pour la recherche de la désintégration $\beta\beta 0\nu$. Un de ces bruits de fond, irréductible, est le processus permis de double désintégration β avec émission de neutrinos. L'étude de ce processus $\beta\beta 2\nu$ est donc nécessaire afin de rechercher un signal correspondant à la transition $\beta\beta 0\nu$, et le modèle proposé est donc étendu aux sources de bruit de fond pour la désintégration permise $\beta\beta 2\nu$.

Le cinquième chapitre de cette thèse présente une méthode de mesure des bruits de fond à partir des données enregistrées par le détecteur NEMO3.

Le chapitre suivant présente l'analyse des données pour l'étude de la transition permise $\beta\beta 2\nu$. La méthode de sélection des données expérimentales est décrite. Les contributions des différentes sources de bruit de fond pour ce processus sont estimées à partir de simulations, en se basant sur le modèle de bruit de fond défini auparavant. La période de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ peut alors être obtenue.

Le dernier chapitre présente les résultats obtenus sur la limite de la période de la désintégration $\beta\beta 0\nu$ interdite, pour plusieurs modèles théoriques de ce processus. Les effets de l'application d'une méthode de suivi des gains des photomultiplicateurs du détecteur avec un laser sur la limite sur la période du processus sont également étudiés.

Chapitre 1

La physique du neutrino

James Chadwick mis en évidence en 1914 l'existence de la désintégration radioactive bêta. A l'époque, cette désintégration était comprise comme l'émission d'un électron par un noyau, le spectre en énergie de l'électron aurait dû correspondre à une raie monoénergétique. Or, Chadwick observa un spectre continu. Cette mesure était en contradiction avec le principe de conservation de l'énergie. Le problème fut résolu en 1930, lorsque Wolfgang Pauli postula l'existence d'une particule neutre, le neutrino, émise avec l'électron dans les désintégrations β^- [1]. Le neutrino emporte une partie de l'énergie disponible, d'où la continuité du spectre de l'électron. A l'origine, le neutrino porte le nom de neutron, et W. Pauli lui attribue les caractéristiques suivantes : une masse très faible, un spin $\frac{1}{2}$, pas de charge électrique et une très faible probabilité d'interagir avec la matière. En 1932, J. Chadwick découvre le neutron tel que nous le connaissons aujourd'hui. Cette particule est cependant trop lourde pour correspondre à la particule introduite par W. Pauli qui sera appelée par la suite neutrino (petit neutron). Enrico Fermi inclut le neutrino dans sa théorie de la désintégration bêta [2].

S'il était accepté théoriquement, le neutrino n'a été mis en évidence expérimentalement qu'en 1956 par Frederick Reines et Clyde Cowan. Ce sont en fait les antineutrinos de type électronique qui ont été détectés par réaction β^+ inverse par l'expérience Poltergeist située près du réacteur nucléaire de Savannah River en Caroline du Sud ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$). Par la suite, deux autres saveurs de neutrinos ont été mises en évidence par des expériences auprès d'accélérateurs. L'existence du neutrino ν_μ est ainsi prouvée en 1962. La découverte de la troisième saveur de neutrino, ν_τ , par l'expérience DONUT est récente puisqu'elle remonte à 2000 [3] avec l'identification du tau en lequel le neutrino tau est transformé par interaction par courant chargé.

Le Modèle Standard, développé dans les années 1970, inclut le neutrino comme étant notamment une particule de masse nulle, de spin $\frac{1}{2}$, sensible uniquement à l'interaction faible. Au cours de ce chapitre, nous verrons que cette description doit être améliorée pour prendre en compte le fait que le neutrino a une masse et qu'il peut osciller d'une saveur en une autre saveur.

Récemment, il a été découvert que le neutrino peut changer de saveur au cours du temps : c'est le phénomène d'oscillation. Il implique, comme nous le verrons par la suite, que le neutrino soit massif. Cependant, la valeur absolue de sa masse reste une énigme alors que

sa connaissance précise aurait de nombreuses applications notamment au niveau de la cosmologie. Ainsi, certaines extensions du Modèle Standard ont été développées pour donner une masse au neutrino. Elles seront présentées dans ce chapitre.

Les différentes expériences portant sur la mesure de la masse du neutrino seront exposées. Parmi elles, on compte les expériences de recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos. La mise en évidence de ce processus permettrait de déterminer la masse effective du neutrino, ainsi que le spectre de masse. Nous décrirons ainsi plus particulièrement la double désintégration bêta sans émission de neutrinos et l'état actuel des recherches dans ce domaine.

1.1 - Le neutrino dans le Modèle Standard

1.1.1 - Le Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules est une théorie qui décrit dans un même formalisme les interactions forte, faible et électromagnétique ainsi que les particules élémentaires. C'est une théorie des champs, à la fois quantique et relativiste. Le Modèle Standard repose sur la symétrie de jauge, c'est-à-dire sur la conservation de certains paramètres dans des processus induits par les trois forces fondamentales citées précédemment. Il pourra s'agir par exemple de la conservation du nombre leptonique par interaction faible. Dans ce modèle, les particules constitutives de la matière, les fermions, interagissent entre elles en échangeant des bosons de jauge médiateurs des différentes interactions.

Les trois forces fondamentales prises en compte dans le Modèle Standard peuvent être décrites par les groupes de symétrie de jauge $SU(3)$, $SU(2)$ et $U(1)$. La chromodynamique quantique décrit l'interaction forte à partir du groupe $SU(3)$. Cette interaction est représentée par l'échange de gluons. Dans le groupe de symétrie de jauge $SU(2) \times U(1)$, la théorie de Salam, Weinberg, et Glashow [4] [5] [6] regroupe l'interaction faible et l'interaction électromagnétique. Les bosons de jauge médiateurs de ces deux interactions sont les trois bosons W^\pm , Z^0 correspondant au groupe $SU(2)$ et le photon pour le groupe $U(1)$.

Les fermions décrits dans le Modèle Standard sont soit des leptons, soit des quarks. Les leptons sont insensibles à l'interaction forte. Six types de leptons apparaissent dans ce modèle : trois avec une charge électrique de -1 , trois électriquement neutres. Les leptons chargés négativement sont l'électron, le muon et le tau. Les leptons ne portant pas de charge électrique sont appelés neutrinos. Le nombre de saveurs de neutrinos légers déterminé expérimentalement est de trois [7].

Les six quarks sont sensibles à toutes les interactions fondamentales. Trois portent une charge électrique $+2/3$, ce sont les quarks u , c et t . Les quarks d , s et b portent une charge $-1/3$. Les quarks possèdent également une charge de couleur. Il existe trois charges de couleur : bleue, verte et rouge.

Les leptons et les quarks sont regroupés en trois familles par l'interaction faible. Ces familles sont présentées dans la table 1.1. La violation du principe de conservation de la parité par l'interaction faible implique une distinction entre les particules d'hélicité gauche et d'hélicité droite. L'hélicité est la projection du spin sur la direction du mouvement de la

particule, elle vaut +1 si le spin est orienté selon la direction du mouvement et -1 dans le cas contraire. Cette violation fut supposée par Lee et Yang en 1956 [8] et mise en évidence par Wu en 1957 [9]. L'interaction faible associe les leptons chargés gauches à des neutrinos et les antileptons chargés droits à des antineutrinos. Les neutrinos sont d'hélicité gauche et les antineutrinos, d'hélicité droite.

Pour les quarks, les états propres de l'interaction faible sont reliés aux états propres de masse par la matrice de mélange de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa qui s'écrit :

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

Il existe une matrice unitaire de dimension 3×3 similaire dans le cas des neutrinos, la matrice de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS), qui couple les états propres de saveur aux états propres de masse. Les états propres de saveur n'étant pas obligatoirement les états propres de masse, il est possible pour les neutrinos d'osciller d'une saveur à une autre. La paramétrisation suivante est couramment utilisée pour la matrice PMNS :

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \text{Diag}\{1, e^{i\phi_1}, e^{i\phi_2}\} \quad (1.2)$$

où $\phi_{1,2}$ sont les phases de Majorana, δ , la phase de violation de CP, $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$, avec $i = 1, 2, 3$.

Leptons	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$
	$(e)_R$	$(\mu)_R$	$(\tau)_R$
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$
	$(u)_R$	$(c)_R$	$(t)_R$
	$(d)_R$	$(s)_R$	$(b)_R$

Table 1.1 : Les trois familles de fermions du Modèle Standard

1.1.2 - Les propriétés du neutrino dans le Modèle Standard

L'équation de Dirac

Une particule de spin $\frac{1}{2}$, libre, est décrite par l'équation de Dirac :

$$(i\gamma_\mu \partial_\mu - m)\psi = 0 \quad (1.3)$$

en posant $c = \hbar = 1$. Dans cette équation, ψ est un spineur de Dirac à quatre composantes, m la masse de la particule au repos, et ∂^μ , le quadrivecteur :

$$\partial_\mu = \left(\frac{\partial}{c\partial t}, -\frac{\partial}{\partial x}, -\frac{\partial}{\partial y}, -\frac{\partial}{\partial z} \right) \quad (1.4)$$

Les matrices de γ_μ de Dirac sont définies par :

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \text{ et } \gamma_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

où I correspond à la matrice identité de dimension 2 et les matrices σ_i sont les matrices de Pauli :

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \text{ et } \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

Le champ ψ peut être écrit comme la somme de deux composantes chirales telles que :

$$\psi = \psi_L + \psi_R = P_L \psi + P_R \psi \quad (1.7)$$

avec P_L et P_R , les projecteurs des états gauche et droit :

$$P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \text{ et } P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5), \text{ avec } P_L P_R = 0 \quad (1.8)$$

la matrice γ_5 étant définie par :

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Les champs chiraux gauche ψ_L et droit ψ_R sont des superpositions d'états d'hélicité gauche $\psi_{-\frac{1}{2}}$ (négative) et droite $\psi_{+\frac{1}{2}}$ (positive), et s'expriment comme :

$$\psi_L = \psi_{-\frac{1}{2}} + \theta \left(\frac{m}{E} \right) \psi_{+\frac{1}{2}} \quad \text{et} \quad \psi_R = \psi_{+\frac{1}{2}} + \theta \left(\frac{m}{E} \right) \psi_{-\frac{1}{2}} \quad (1.10)$$

avec $\theta \left(\frac{m}{E} \right)$ la contribution d'hélicité droite dans la première équation et gauche dans la seconde.

L'opérateur conjugaison de charge transforme une particule en son antiparticule. Le champ ψ^C est associé au champ ψ par cet opérateur. On a alors :

$$\psi_L^C = (\psi_R)^C, \quad \psi_R^C = (\psi_L)^C, \quad (\psi_L^C)^C = \psi_R \quad \text{et} \quad (\psi_R^C)^C = \psi_L \quad (1.11)$$

L'équation de Dirac admet quatre solutions, les champs ψ_L , ψ_R , ψ_L^C , ψ_R^C . Ces quatre solutions correspondent à des états indépendants, dont deux d'énergie positive et deux d'énergie négative. Les solutions d'énergie positive correspondent à des particules d'énergie +E, et les solutions négatives, à des antiparticules d'énergie +E. Parmi les états d'énergie positive, l'un correspond à un spin +1/2, et l'autre à un spin -1/2. Il en est de même pour les états d'énergie négative.

Le neutrino de Dirac

Dans le Modèle Standard, seuls les neutrinos d'hélicité gauche et les antineutrinos d'hélicité droite peuvent interagir par interaction faible. Les solutions de l'équation de Dirac correspondantes sont les états ψ_L (ν_L) et ψ_R^C ($\bar{\nu}_R$).

Dans le Modèle Standard, le terme de masse du lagrangien de l'interaction faible des leptons s'exprime :

$$L_M = \bar{\psi} M \psi \quad (1.12)$$

où M est une matrice de masse.

En prenant le terme de masse de Dirac m_D pour le neutrino, le lagrangien devient :

$$L_M = m_D \bar{\nu} \nu = m_D (\bar{\nu}_L \nu_R + \bar{\nu}_R \nu_L) \quad (1.13)$$

Dans l'expression du lagrangien apparaît un terme impliquant antineutrino gauche et neutrino droit. Le Modèle Standard suppose que seuls le neutrino gauche et l'antineutrino droit interagissent. Il impose que le terme de masse m_D soit nul.

A partir des équations (1.10), une masse nulle permet d'exprimer les champs ν_L et $\overline{\nu_R}$ sous la forme suivante :

$$\nu_L = \nu_{-\frac{1}{2}} \text{ et } \overline{\nu_R} = \overline{\nu_{+\frac{1}{2}}} \quad (1.14)$$

Dans ce cas, les champs ν_L et $\overline{\nu_R}$ sont donc purement d'hélicité gauche et droite respectivement. On a alors :

$$\langle \nu | \overline{\nu} \rangle = \langle \nu_L | \overline{\nu_R} \rangle = 0 \quad (1.15)$$

L'indépendance de ces états implique la conservation du nombre leptonique par interaction faible. L'état ν_L correspondant au neutrino de Dirac et l'état $\overline{\nu_R}$ à l'antineutrino de Dirac sont des états distincts. Ce neutrino à 2 états est une particule de Weyl [10].

1.2 - Le neutrino au-delà du Modèle Standard

Dans le Modèle Standard, la masse du neutrino est postulée nulle, ceci pour rendre compte de l'absence d'interaction des neutrinos droits et des antineutrinos gauches. Mais le neutrino serait-il le seul fermion de masse nulle ? Des théories au-delà du Modèle Standard considèrent le neutrino comme une particule massive et tentent d'expliquer sa masse très faible comparée aux autres fermions.

1.2.1 – Le neutrino de Majorana

Le neutrino peut être défini par un champ de Dirac ou de Majorana. Le neutrino de Majorana est identique à sa propre antiparticule [11] et peut être exprimé comme combinaison linéaire des neutrinos de Weyl :

$$\nu^M = \frac{1}{\sqrt{2}} (\nu \pm \nu^C) \quad (1.16)$$

avec $(\nu^C)^C = \nu$, C désignant l'opérateur conjugaison de charge.

Les neutrinos de Majorana sont donc solutions de l'équation de Dirac. En appliquant l'opérateur conjugaison de charge aux deux membres de l'équation (1.14), on obtient :

$$C\nu^M = \frac{1}{\sqrt{2}} (\nu^C \pm (\nu^C)^C) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\nu^C \pm \nu) = \pm \nu^M \quad (1.17)$$

Seuls deux états sont alors possibles pour le neutrino de Majorana : l'état d'hélicité gauche ν_L^M et l'état d'hélicité droite ν_R^M . Si le neutrino de Majorana est massif, alors une transformation de Lorentz autorise un renversement d'hélicité : pour un neutrino ν_L^M de

masse non nulle se propageant à une vitesse inférieure à celle de la lumière, il existe un référentiel dans lequel son hélicité est droite [12].

1.2.2 - Les termes de masse de Majorana

Comme exposé dans l'équation (1.11), le terme de masse pour un neutrino de Dirac est défini par le lagrangien :

$$L_D = m_D \bar{\nu} \nu = m_D (\bar{\nu}_L \nu_R + \bar{\nu}_R \nu_L)$$

Le terme générique de masse du lagrangien tel qu'il est décrit par l'équation (1.10) peut être décomposé en deux termes de masse correspondant aux champs de Dirac et de Majorana.

$$L = L_D + L_M \quad (1.18)$$

avec l'expression suivante pour le terme de masse de Majorana :

$$L_M = m_M \bar{\nu} \nu^C = \frac{1}{2} m_M (\bar{\nu}_L \nu_R^C + \bar{\nu}_R \nu_L^C) \quad (1.19)$$

m_L et m_R sont appelées masses de Majorana. Sous forme matricielle, cette équation équivaut à :

$$L = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\chi} & \bar{\omega} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi \\ \omega \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\chi} & \bar{\omega} \end{pmatrix} M \begin{pmatrix} \chi \\ \omega \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

où M est la matrice de masse du neutrino. Cette matrice est diagonalisable. Ses dimensions sont fixées par le nombre de neutrinos légers d'hélicité gauche et le nombre de neutrinos d'hélicité droite. Il a été déterminé expérimentalement que le nombre n_L de neutrinos légers est de 3 (ν_{eL} , $\nu_{\mu L}$ et $\nu_{\tau L}$) [7]. Le nombre n_R de neutrinos droits stériles (ne participant pas à l'interaction faible « standard ») n'est en revanche pas limité à 3 et peut être quelconque. La matrice de masse est donc de dimensions $(3 + n_R) \times (3 + n_R)$, et m_D , m_L et m_R sont des matrices de dimension $\frac{(3 + n_R)}{2} \times \frac{(3 + n_R)}{2}$.

Les états χ et ω s'expriment comme les vecteurs :

$$\chi = \begin{pmatrix} \nu_{eL} + (\nu_{eL})^C \\ \nu_{\mu L} + (\nu_{\mu L})^C \\ \nu_{\tau L} + (\nu_{\tau L})^C \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \omega = \begin{pmatrix} \nu_{sR} + (\nu_{sR})^C \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

Le vecteur ω contient les neutrinos droits stériles, sa dimension est n_R .

La matrice M peut être diagonalisée avec une matrice unitaire U . On obtient les états propres ν_i (i variant de 1 à $3 + n_R$) et les valeurs propres de masse m_i , qui ne sont pas nécessairement les états et valeurs propres de masse de l'interaction faible. Les états propres sont tels que :

$$\nu_{lL} = \sum_{i=1}^{3+n_R} U_{li} \nu_i \quad \text{avec } l = e, \mu, \tau \quad (1.22)$$

et

$$(\nu_{lR})^c = \sum_{i=1}^{3+n_R} U_{si} \nu_i \quad \text{avec } s \text{ quelconque} \quad (1.23)$$

Pour une seule génération de neutrinos correspondant à l'équation (1.18), les valeurs propres de masse obtenues sont :

$$m_{\pm} = \frac{1}{2} \left(m_L + m_R \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4m_D^2} \right) \quad (1.24)$$

1.2.3 - Le mécanisme du see-saw

Le mécanisme du see-saw (ou mécanisme de la balançoire) permet de générer des masses faibles pour les neutrinos et de représenter la différence de masse entre les leptons chargés et les neutrinos qui leur sont associés. Il part de l'hypothèse qu'il n'existe pas de couplage gauche de Majorana, c'est-à-dire que le terme m_L est nul. Dans ce cas, et dans l'hypothèse où $m_R \gg m_D$, les valeurs propres précédentes (1.22) peuvent s'exprimer :

$$m_- \approx \frac{m_D^2}{m_R} \quad \text{et} \quad m_+ \approx m_R \quad (1.25)$$

On obtient deux neutrinos de Majorana dont la masse est soit m_R pour le plus lourd, soit inversement proportionnelle à m_R pour le plus léger. Plus la masse du neutrino lourd augmente, plus l'autre neutrino devient léger. Pour m_R très grand, le neutrino gauche est essentiellement composé du neutrino léger avec seulement une faible composante lourde. De plus, sa masse est inférieure à m_D qui donne l'ordre de grandeur de la masse des fermions.

1.2.4 – Les oscillations de neutrinos

Comme précisé précédemment, les états propres des saveurs des neutrinos ν_e , ν_μ , et ν_τ , de l'interaction faible ne correspondent pas aux états propres de masse ν_i ($i = 1, 2, 3$). Ces états sont liés par une matrice de mélange unitaire, de dimensions 3×3 , appelée matrice de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS).

Dans le cas de deux familles de neutrinos, la matrice unitaire U permettant de lier les états propres de saveur et de masse est de dimension 2×2 et s'écrit :

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

Dans cette matrice, l'angle θ est appelé l'angle de mélange.

Ainsi, un neutrino ν_e créé au point $x = 0$ est décrit par :

$$\nu_e(0) = \cos \theta \nu_1 + \sin \theta \nu_2 \quad (1.27)$$

A une distance x de son point d'émission, on a :

$$\nu_e(x) = \cos \theta \nu_1 e^{ip_1 x} + \sin \theta \nu_2 e^{ip_2 x} \approx e^{ip_1 x} \left(\cos \theta \nu_1 + \sin \theta e^{i \frac{\Delta m^2}{2E_\nu} x} \nu_2 \right) \quad (1.28)$$

où $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ est la différence des carrés des masses propres, p_i , l'impulsion associée à l'état propre ν_i et E_ν l'énergie du neutrino ν_e .

La probabilité pour que le neutrino ν_e soit toujours un neutrino électronique à la distance x de son point d'émission est donnée par :

$$P_{ee}(x) = |\langle \nu_e | \nu_e(x) \rangle|^2 = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left(1 - \cos \frac{\Delta m^2}{2E_\nu} x \right) \quad (1.29)$$

La probabilité avec laquelle le neutrino ν_e peut être détecté comme un neutrino ν_μ à la distance x s'exprime :

$$P_{\mu e}(x) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left(1 - \cos \frac{\Delta m^2}{2E_\nu} x \right) \quad (1.30)$$

Cette probabilité est non-nulle si la masse des états propres est non-nulle. La mise en évidence du phénomène d'oscillations des neutrinos [13] implique donc une contradiction avec le Modèle Standard pour lequel la masse du neutrino est nulle.

1.3 - La double désintégration bêta

La double désintégration bêta consiste en l'émission simultanée de deux électrons par un noyau. Elle ne peut avoir lieu que pour des transitions entre noyaux pairs-pairs et si la désintégration bêta est interdite pour des raisons énergétiques ou de conservation du spin (fig. 1.1). Différents processus sont possibles. Ils seront décrits dans la suite de ce paragraphe.

1.3.1 - La double désintégration bêta sans émission de neutrinos

L'existence du processus de double désintégration bêta sans émission de neutrino fut envisagée par Furry [14] en 1939. La double désintégration bêta sans émission de neutrinos

$(\beta\beta 0\nu)$ est le processus du second ordre de l'interaction faible qui à un noyau (A, Z) fait correspondre le noyau $(A, Z+2)$ par la relation :

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^- \quad (1.31)$$

Le processus $\beta\beta 0\nu$ est interdit par le Modèle Standard car il implique la violation de la conservation du nombre leptonique : dans l'état initial, le nombre leptonique vaut 0, et 2 dans l'état final. Pour se produire, il nécessite que le neutrino soit une particule massive de Majorana [15]. Sa mise en évidence permettrait donc de déterminer la nature du neutrino. Le spectre de masses des neutrinos (cf. section 1.4.2) serait également accessible.

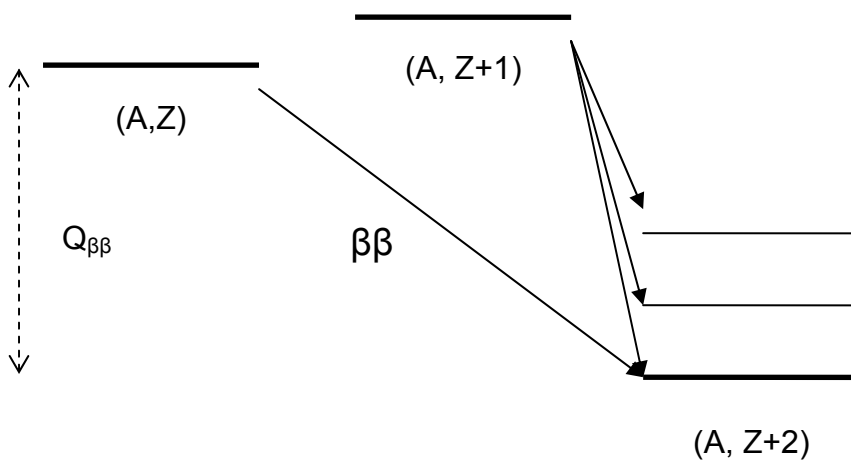


Fig. 1.1 : Schéma de désintégration double bêta

La désintégration $\beta\beta 0\nu$ peut être décrite selon plusieurs processus mettant en jeu l'échange de neutrinos légers, l'existence de courants droits $(V+A)$, l'émission d'un majoron ou l'échange de particules supersymétriques.

La double désintégration bêta sans émission de neutrino par échange de neutrinos légers de Majorana

Le modèle le plus utilisé pour décrire la double désintégration bêta sans émission de neutrinos implique l'échange de neutrinos légers de Majorana et fait appel au courant leptonique gauche $V-A$ [16]. Il consiste en l'émission en un premier vertex d'un électron et d'un antineutrino droit qui va être absorbé en tant que neutrino gauche en un second vertex, cette absorption menant à l'émission d'un second électron (fig. 1.2).

Ce processus nécessite que le neutrino soit une particule de Majorana, car pour qu'il ait lieu, il faut que l'antineutrino émis au premier vertex soit un neutrino au second vertex. De plus, le renversement d'hélicité entre l'antineutrino droit et le neutrino gauche implique que le neutrino doit être massif.

L'inverse de la période du processus peut être exprimé de la façon suivante :

$$\left(T_{\frac{1}{2}}^{0\nu}\right)^{-1} = G^{0\nu}(Z, Q_{\beta\beta}^5) \times |M^{0\nu}|^2 \times \langle m_\nu \rangle^2 \quad (1.32)$$

avec $\langle m_\nu \rangle$ la masse effective du neutrino, $G_{0\nu}$, un facteur d'espace de phase dépendant de Z et de $Q_{\beta\beta}^5$, et $M_{0\nu}$ un élément de matrice nucléaire déterminé théoriquement. L'élément de matrice nucléaire $M_{0\nu}$ peut s'exprimer comme :

$$|M_{0\nu}| = \left| M_{0\nu}^{GT} - \frac{g_V^2}{g_A^2} M_{0\nu}^F \right| \quad (1.33)$$

où $M_{0\nu}^{GT}$ et $M_{0\nu}^F$ sont respectivement les éléments de matrice nucléaire de Gamow-Teller et Fermi, et g_V et g_A , les constantes de couplage de l'interaction faible, vecteur et axial ($\frac{g_V}{g_A} \sim 0,8$). Le calcul des éléments de matrice peut s'effectuer à partir de deux formalismes : le modèle en couches ou le formalisme QRPA (Quasi Particle Random Phase Approximation). Selon les auteurs et le formalisme utilisé, les valeurs théoriques pour les éléments de matrice peuvent varier d'un facteur 4 pour un même noyau.

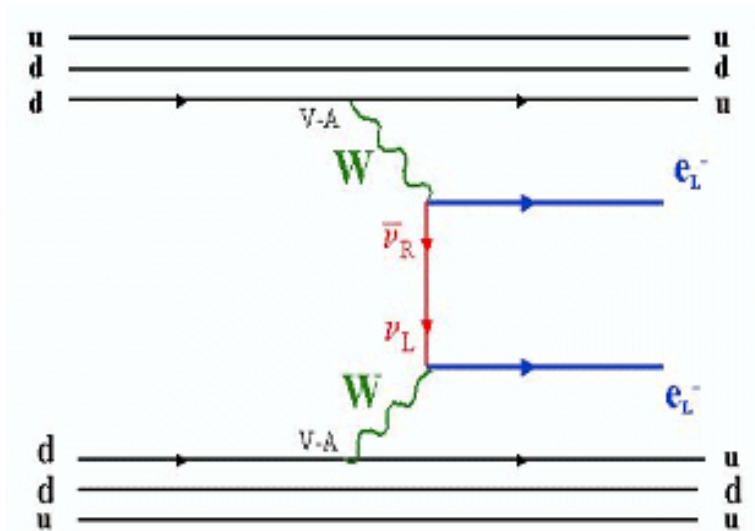


Fig. 1. 2: Processus de double désintégration bêta sans émission de neutrinos par échange de neutrinos légers de Majorana

Ainsi, la masse effective du neutrino est obtenue à partir de la mesure de la période du processus. Elle dépend également des éléments de matrice nucléaire sur lesquels les incertitudes sont grandes.

Par ce processus, les électrons émis emportent la totalité de l'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$. Ainsi, la somme de l'énergie cinétique des électrons émis est un pic à l'énergie de la transition (fig. 1.3).

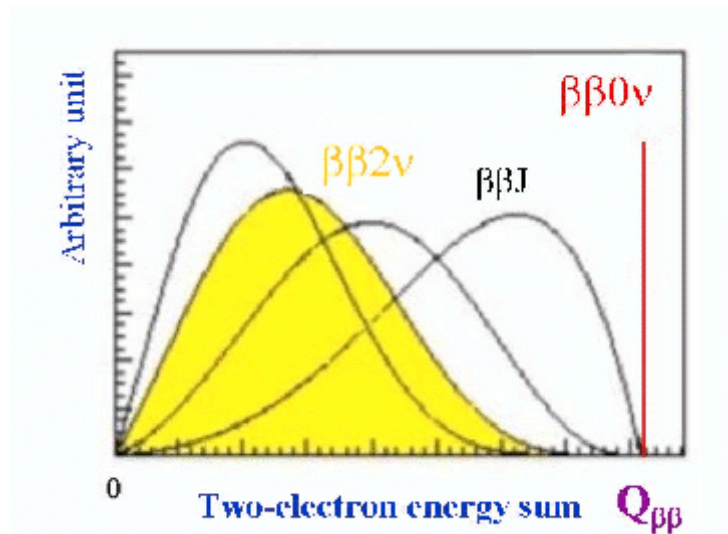


Fig. 1.3 : Spectres de la somme en énergie des deux électrons émis lors des processus $\beta\beta 0\nu$ (pic à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$), du processus $\beta\beta 0\nu$ avec émission de majoron (différentes hypothèses, en traits noirs), et $\beta\beta 2\nu$ (en jaune). Les intensités relatives des processus ne sont pas représentées avec la même échelle.

La double désintégration bêta sans émission de neutrino par interaction faible à courant droit V+A

Un autre modèle pour représenter la double désintégration bêta sans émission de neutrino fait intervenir le courant droit V+A. Ce processus consiste en l'émission via un couplage V-A d'un électron et d'un antineutrino d'hélicité droite en un premier vertex, puis en l'absorption de ce dernier en tant que neutrino d'hélicité droite par couplage V+A au second vertex (fig. 1.4). Ce couplage V+A fait intervenir le boson vecteur W_R .

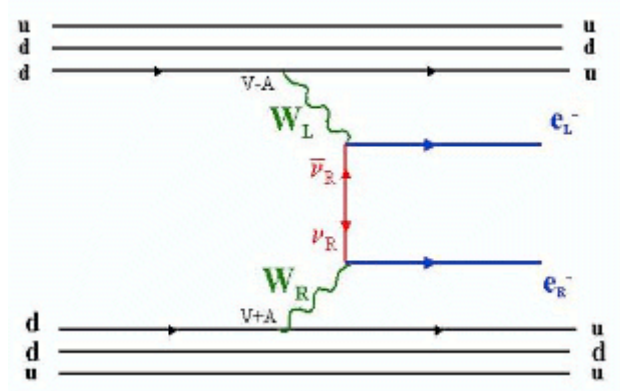


Fig. 1.4: Processus de double désintégration bêta sans émission de neutrinos interaction faible à courant droit V+A.

Le fait que l'antineutrino émis au premier vertex soit reconnu comme un neutrino au second nécessite que le neutrino soit de Majorana. Même si le reversement d'hélicité n'est ici pas nécessaire, la masse du neutrino doit être non-nulle pour des raisons d'orthogonalité entre les états propres de masse et les états propres de l'interaction faible [17].

Pour ce processus, l'inverse de la période s'exprime ainsi :

$$\begin{aligned} \left(T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} \right)^{-1} = & C_1 \left(\frac{|\langle m_\nu \rangle|}{m_e} \right)^2 + C_2 |\langle \lambda \rangle| \frac{|\langle m_\nu \rangle|}{m_e} \cos(\psi_1) + C_3 |\langle \eta \rangle| \frac{|\langle m_\nu \rangle|}{m_e} \cos(\psi_2) \\ & + C_4 |\langle \lambda \rangle|^2 + C_5 |\langle \eta \rangle|^2 + C_6 |\langle \lambda \rangle| |\langle \eta \rangle| \cos(\psi_1 - \psi_2) \end{aligned} \quad (1.34)$$

Cette expression fait intervenir λ , la constante de couplage entre courant leptonique droit et courant droit des quarks, η , la constante de couplage entre courant leptonique gauche et courant gauche des quarks. Les phases ψ_1 et ψ_2 apparaissent entre $\langle m_\nu \rangle$ et λ , et $\langle m_\nu \rangle$ et η respectivement. m_e désigne la masse de l'électron. Les coefficients C_1 à C_6 dépendent des éléments de matrice nucléaire et des facteurs d'espace de phase.

Une désintégration $\beta\beta 0\nu$ d'un isotope vers un niveau excité 2^+ du noyau fils ne serait possible que par une interaction mettant en jeu les courants droits. On recherche alors une décroissance à l'énergie $Q_{\beta\beta} - E_{2^+}$, E_{2^+} étant l'énergie de l'état 2^+ final.

La double désintégration bêta sans émission de neutrino par émission d'un majoron

La désintégration $\beta\beta 0\nu$ peut intervenir par émission d'un majoron, qui est un boson de Goldstone (fig. 1.5). Le majoron est associé à la brisure spontanée de symétrie du nombre leptonique. L'inverse de la période de ce processus s'exprime :

$$\left(T_{\frac{1}{2}}^{0\nu M} \right)^{-1} = |\langle g_M \rangle|^2 \times |M^{0\nu M}|^2 \times G^{0\nu M}(Z, Q_{\beta\beta}^5) \quad (1.35)$$

où $G^{0\nu M}$ est un facteur d'espace de phase proportionnel à $Q_{\beta\beta}$ à la puissance cinquième en première approximation, et dépendant de Z . $|M^{0\nu M}|$ est l'élément de matrice nucléaire pour le processus et g_M , la constante de couplage entre neutrinos et majoron.

Dans ce cas, le spectre de la somme en énergie des électrons émis est continu entre 0 et l'énergie de la transition $Q_{\beta\beta}$ (fig. 1.3), le majoron emportant une partie de l'énergie disponible.

Certains modèles théoriques prévoient l'émission de plusieurs majorons.

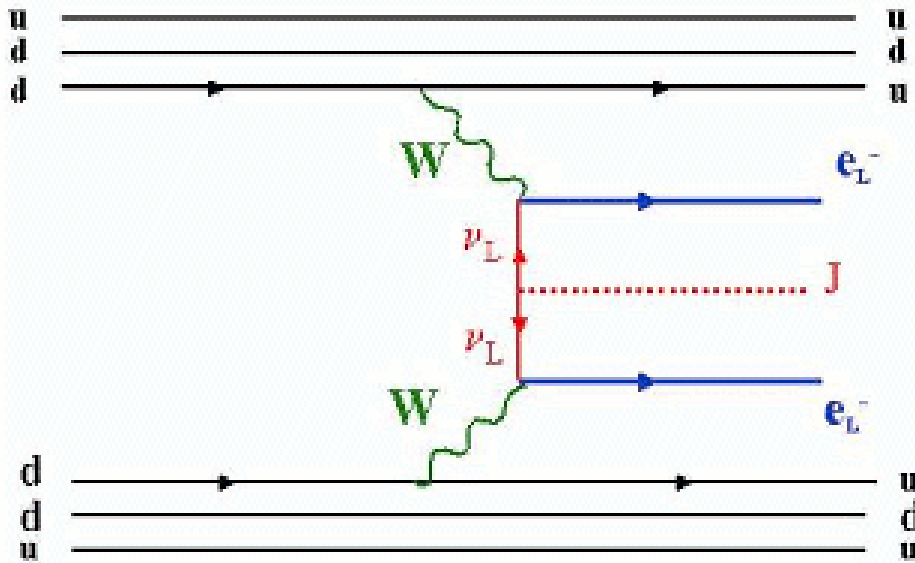


Fig. 1.5 : Processus de double désintégration bêta sans émission de neutrino impliquant l'émission d'un majoron.

La double désintégration bêta sans émission de neutrinos par violation de la R-parité dans le cadre du modèle supersymétrique

La supersymétrie intervient dans un modèle de double désintégration bêta sans émission de neutrinos. La R-parité est associée au nombre quantique $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$, où B désigne le nombre baryonique, L, le nombre leptonique et S, le nombre de spin. Le nombre quantique R_p vaut 1 pour les particules élémentaires du Modèle Standard et -1 pour les particules supersymétriques qui leur sont associées. Le processus $\beta\beta 0\nu$ violant le principe de conservation du nombre leptonique L, il peut se produire par échange de particules supersymétriques telles que le gluino ou le neutralino (fig. 1.6).

Dans le cas de l'échange d'un gluino massif, l'inverse de la période du processus $\beta\beta 0\nu$ s'écrit :

$$\left(T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} \right)^{-1} = G^{0\nu} \left| \eta' \left(\frac{4}{3} M^{1\pi} + M^{2\pi} \right) \right|^2 \quad (1.36)$$

avec $M^{1\pi}$ et $M^{2\pi}$ les éléments de matrice nucléaire associés aux modes à un et deux pions respectivement. Ces modes correspondent à l'échange d'un ou deux pions entre deux neutrons qui intervient dans le cadre de la violation de la R-parité. η' est un paramètre qui dépend de la masse des gluinos, des squarks, et du carré de la constante de couplage SUSY λ'_{111} .

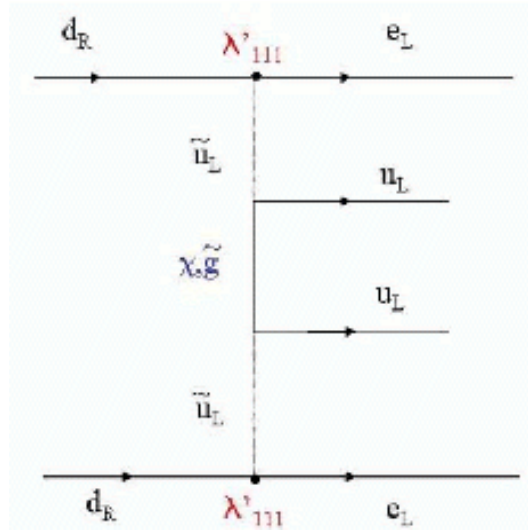


Fig. 1.6 : Processus de double désintégration bêta sans émission de neutrino par échange de particules supersymétriques.

1.3.2 - La double désintégration bêta avec émission de neutrinos

La double désintégration bêta avec émission de neutrinos ($\beta\beta 2\nu$) fut envisagée par Goeppert-Mayer [18] en 1935. Elle fut observée indirectement en 1968 [19], puis directement en 1980 [61]. Ce processus du second ordre de l'interaction faible est rare et peut être décrit par la relation :

$$(A, Z) = (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.37)$$

Lors de ce processus, deux neutrons se désintègrent en protons au sein d'un noyau. Deux électrons et deux antineutrinos sont émis (fig. 1.7). Le processus de décroissance double bêta avec émission de neutrinos est autorisé par le Modèle Standard. La somme en énergie des électrons émis dans cette désintégration est continue entre 0 et l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ (fig. 1.3).

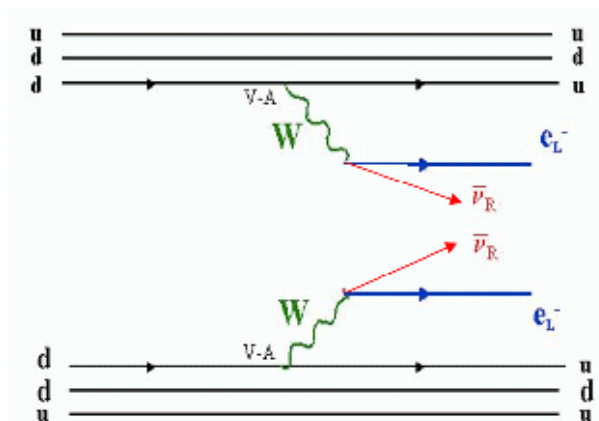


Fig. 1.7: Processus de double désintégration bêta avec émission de neutrinos.

Le processus $\beta\beta 2\nu$ a été mesuré pour les dix isotopes suivants : ^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{128}Te , ^{130}Te et ^{150}Nd .

La période de décroissance du processus permis $\beta\beta 2\nu$ est donnée par :

$$\left(T_{\frac{1}{2}}^{2\nu}\right)^{-1} = |M^{2\nu}| \times G^{2\nu}(Z, Q_{\beta\beta}^{11}) \quad (1.38)$$

Elle dépend de l'élément de matrice nucléaire $|M^{2\nu}|$, ainsi que du facteur de phase $G^{2\nu}$, fonction de Z et de la puissance onzième de $Q_{\beta\beta}$. Ce facteur de phase est connu théoriquement. Des incertitudes existant sur le calcul théorique des éléments de matrice, il est nécessaire de déterminer expérimentalement la période $T_{1/2}^{2\nu}$ pour connaître avec précision le bruit de fond ultime dans une expérience de recherche du processus $\beta\beta 0\nu$.

Selon les noyaux, deux hypothèses sont possibles. Dans la première, le peuplement de l'état fondamental du noyau intermédiaire est favorisé ; on parle de Single State Dominance (SSD). La seconde hypothèse suppose le peuplement des seuls états excités de ce noyau intermédiaire ; on parle alors de Higher State Dominance (HSD). L'hypothèse SSD est applicable à tous les noyaux émetteurs double bêta. L'hypothèse HSD, en revanche, nécessite que le niveau fondamental du noyau intermédiaire soit un état 1^+ (c'est le cas notamment du ^{100}Mo).

Le processus $\beta\beta 2\nu$ constitue un bruit de fond pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrino du fait de la résolution en énergie des détecteurs.

1.4 - Les expériences sur la masse du neutrino

1.4.1 – La double désintégration bêta et les oscillations de neutrinos

Ainsi qu'il a été exposé précédemment (cf. section 1.2.4), les neutrinos massifs se propageant dans le vide peuvent osciller d'une saveur à une autre. Si on considère une oscillation entre deux saveurs notées l et l' pour un neutrino se propageant sur une distance L dans le vide, la probabilité de transition est donnée par :

$$P_{\nu_l \rightarrow \nu_{l'}} = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left(1 - \cos \frac{\Delta m^2 L}{2E}\right) \quad (1.39)$$

où $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ est la différence des carrés des masses propres des neutrinos ν_1 et ν_2 , et θ , l'angle de mélange.

Le phénomène d'oscillation existe aussi dans la matière. Dans ce cas, il faut tenir compte des interactions possibles par courant gauche entre les neutrinos ν_e et les électrons présents dans le milieu traversé. L'effet Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (ou MSW) décrit ces interactions [20] [21]. Les paramètres Δm^2 et θ peuvent être déterminés expérimentalement

par l'étude de neutrinos provenant de différentes sources, comme nous allons le voir par la suite.

Si on se replace dans le cadre de trois saveurs de neutrinos et de trois états propres de masse, on considère les différences des carrés des masses propres Δm_{12}^2 , Δm_{23}^2 , Δm_{13}^2 pour les couples d'états propres $\nu_1-\nu_2$, $\nu_2-\nu_3$, $\nu_1-\nu_3$, respectivement. Les angles de mélange associés sont notés θ_{12} , θ_{23} , et θ_{13} .

La double désintégration bêta sans émission de neutrinos permet d'accéder à la masse effective du neutrino ν_e qui dépend des masses propres des neutrinos m_1 , m_2 et m_3 , ainsi que des angles de mélange entre les états propres:

$$|\langle m_\nu \rangle| = \left| \cos^2 \theta_{13} \left(|m_1| \cos^2 \theta_{12} + |m_2| e^{2i\phi_1} \sin^2 \theta_{12} \right) + |m_3| e^{2i(\phi_2 - \delta)} \sin^2 \theta_{13} \right| \quad (1.40)$$

avec $\phi_{1,2}$ les phases de Majorana.

L'association des résultats fournis par les expériences de recherche du processus $\beta\beta\nu$ et d'oscillations permet de déterminer le spectre des masses propres des neutrinos : la valeur du paramètre Δm_{23}^2 n'étant pas encore fixée, l'étude des seules oscillations ne permet pas d'obtenir ce spectre. La donnée de $\langle m_\nu \rangle$ combinée aux paramètres fournis par l'étude des oscillations permettrait de lever les ambiguïtés.

1.4.2 – Les expériences sur les oscillations

Les expériences sur les oscillations peuvent porter sur différentes sources de neutrinos, donnant accès à des paramètres différents. Ces sources de neutrinos sont le Soleil, les réacteurs nucléaires, l'atmosphère et les accélérateurs. Elles sont plus ou moins bien adaptées à l'étude de faibles valeurs de Δm^2 car plus Δm^2 est petit, plus la distance à laquelle il faut se placer pour effectuer la mesure est grande. Les distances d'observation typiques pour chaque catégorie de source de neutrinos sont présentées dans le tableau 1.4.

Type de source	Energie	Distance d'observation (km)	Δm^2 (eV ²)
Soleil	< 20 MeV	10 ⁸	10 ⁻¹¹
Réacteur	< 8 MeV	0,01 - 200	10 ⁻⁵
Atmosphère	100 MeV à quelques GeV	10 12000	0,1 10 ⁻⁴
Accélérateur	~1 GeV	1	2,5

Table 1.4 : Caractéristiques des différentes sources de neutrinos étudiées par les expériences d'oscillations.

Les neutrinos solaires

Le Soleil est une source de neutrinos qui permet d'étudier le changement de saveur ν_e à ν_μ pour des différences de masse Δm^2 pouvant aller jusqu'à 10⁻¹¹ eV². Le flux de neutrinos solaires peut être calculé grâce au Modèle Standard du Soleil, une modélisation qui reproduit

les caractéristiques du Soleil (masse, température, âge, composition...). Ce modèle prend en compte les réactions de fusion thermonucléaires qui se déroulent au sein de l'étoile, ce qui permet de calculer le flux de neutrinos qu'elle émet de façon précise.

Les neutrinos solaires sont des neutrinos de type électronique produits lors de plusieurs réactions. Lors du cycle proton-proton sont produits les neutrinos ν_{pp} . Les neutrinos ν_{pep} sont quant à eux émis lors de la réaction :



Ces deux processus initient la production d' ${}^4\text{He}$, puis la fusion de ${}^3\text{He}$ et de ${}^4\text{He}$ produit le ${}^7\text{Be}$. Ce dernier, par capture électronique, aboutit au ${}^7\text{Li}$ et un neutrino ν_{Be} est émis lors de ce processus. En capturant un proton, le ${}^7\text{Be}$ peut également produire du ${}^8\text{B}$, lequel se désintègre en émettant un neutrino ν_{B} . Ces différentes réactions sont résumées dans la figure 1.8. Le spectre en énergie des neutrinos produits est présenté dans la figure 1.9.

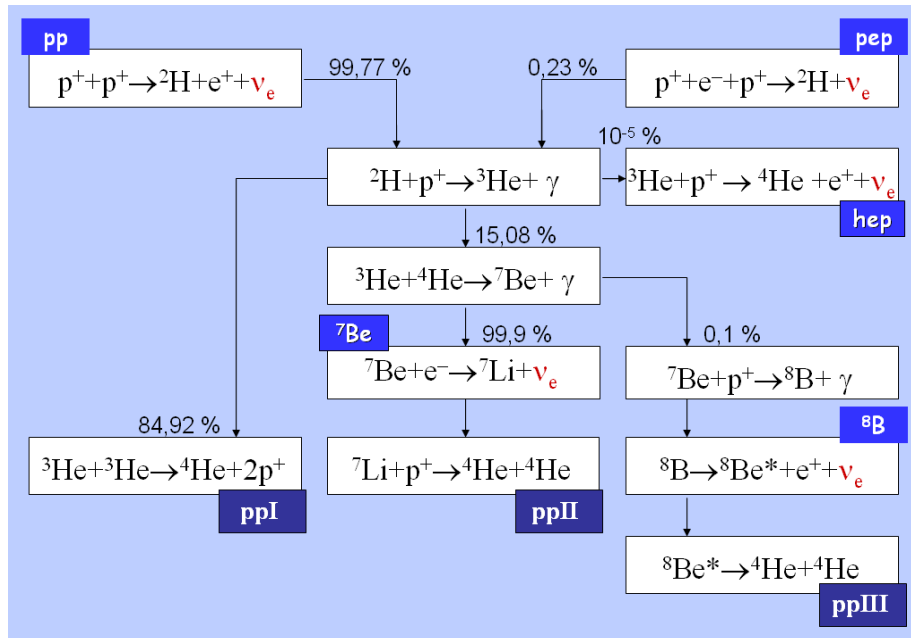


Fig. 1.8 : Mécanismes de fusion dans le Soleil. Les neutrinos produits sont signalés en rouge.

Dès 1968, les mesures du flux de neutrinos solaires ont montré un déficit de neutrinos ν_e . Le flux mesuré par détection de l'argon issu de la réaction $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ avec un détecteur constitué de 615 tonnes de tétrachlorure de carbone situé dans la mine d'Homestake (Etats-Unis) était environ 30 % de celui attendu [22]. Le seuil en énergie de cette expérience était de 0,814 MeV. Les expériences radiochimiques GALLEX, avec un seuil en énergie de 0,233 MeV, GNO et SAGE mirent également en évidence un déficit en utilisant une cible de gallium pour observer la réaction $\nu_e + {}^{68}\text{Ga} \rightarrow {}^{68}\text{Ge} + e^-$.

Ce déficit a depuis été confirmé par l'expérience Kamiokande, utilisant un détecteur Cherenkov de 3000 tonnes d'eau, situé dans la mine de Kamioka (Japon), qui mesure le flux de neutrinos ν_{B} par la réaction de diffusion élastique $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$. Le flux mesuré pour ces neutrinos était la moitié de celui attendu. L'expérience Super-Kamiokande, avec son détecteur

Cherenkov de 50000 tonnes d'eau, permis de confirmer le déficit en neutrinos ν_B du flux solaire vu par Kamiokande, avec une meilleure sensibilité et une plus grande statistique.

La différence entre le flux de neutrinos solaires mesuré et le flux attendu peut s'expliquer par le phénomène des oscillations de neutrinos, comme l'a montré l'expérience SNO (Sudbury Neutrino Observatory).

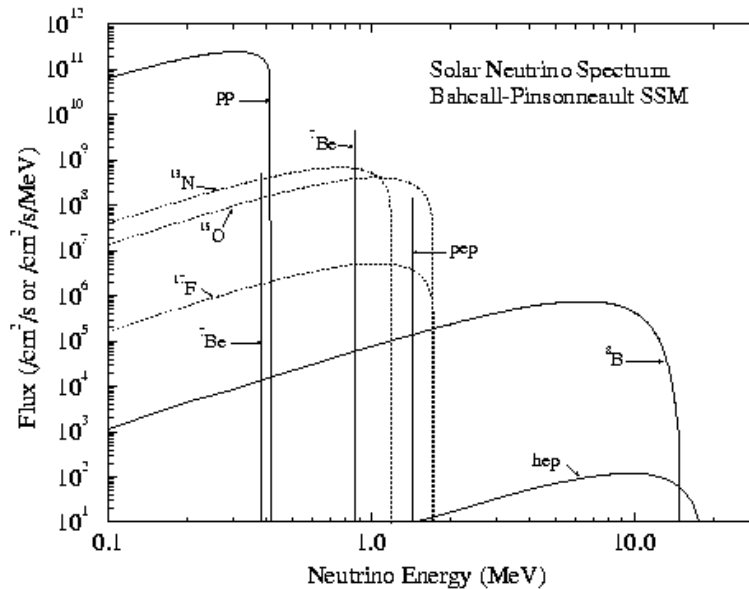


Fig. 1.9 : Spectre en énergie des neutrinos émis par le Soleil dans le modèle de Bahcall-Pinsonneault.

Le détecteur SNO est un détecteur Cherenkov de 1000 tonnes d'eau lourde qui permet de détecter les neutrinos solaires en temps réels au travers de trois réactions mettant respectivement en jeu le courant chargé, le courant neutre et la diffusion élastique. Ces réactions sont :

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (\text{courant chargé}) \quad (1.42)$$

$$\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x \quad (\text{courant neutre}) \quad (1.43)$$

$$\nu_x + d \rightarrow \nu_x + e^- \quad (\text{diffusion élastique}) \quad (1.44)$$

La réaction impliquant le courant chargé n'est sensible qu'aux neutrinos électroniques ν_e , tandis que les deux autres réactions sont sensibles aux trois saveurs de neutrinos. L'expérience SNO peut donc déterminer la part des neutrinos électroniques dans le flux total de neutrinos solaires au niveau de la Terre. Une différence entre les flux mesurés par la réaction à courant chargé et par diffusion élastique a été mise en évidence, ce qui indique que les neutrinos solaires détectés ne sont pas uniquement de type électronique : il y a donc oscillation [7]. Trois phases de prise de données ont suivi cette première étape. La deuxième phase a permis l'étude de la réaction par courant neutre. La troisième phase de prise de données a nécessité l'adjonction de chlorure de sodium à l'eau lourde afin d'améliorer l'efficacité de détection de neutrons pour la mesure des courants neutres. Dans la dernière phase, des détecteurs sensibles aux neutrons ont été installés afin d'étudier la réaction (1.43).

Ces étapes ont confirmé les résultats. La figure 1.10 présente les valeurs possibles de Δm_{12}^2 en fonction de l'angle de mélange dans le plan $(\Delta m_{12}^2, \tan^2 2\theta_{12})$.

En prenant en compte l'ensemble des résultats des expériences sur les neutrinos solaires, les paramètres mesurés sont : $\Delta m^2 = (3-22) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ et $0,72 < \sin\theta < 0,97$ à 95 % de niveau de confiance [23].

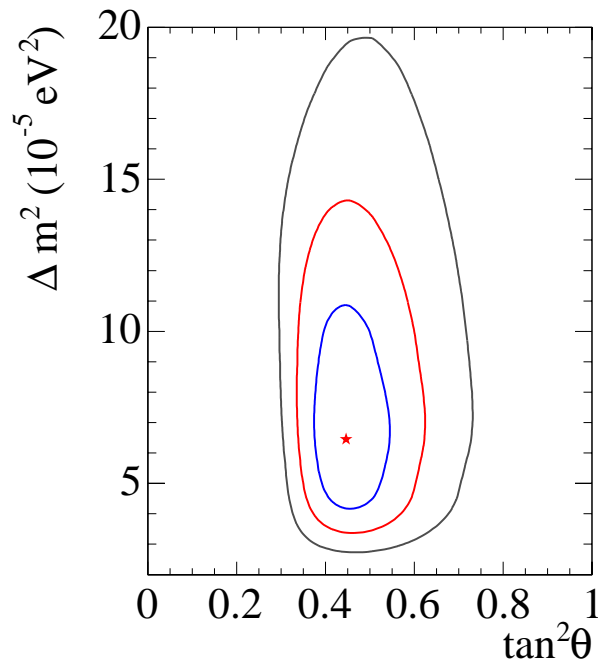


Fig. 1.10 : Résultats obtenus pour l'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ par l'expérience SNO. Les contours sont donnés à 99,73 % de niveau de confiance (en noir), 95 % de niveau de confiance (en rouge), et 68 % de niveau de confiance (en bleu).

Les neutrinos atmosphériques

Des neutrinos sont produits dans l'atmosphère suite à la désintégration des pions issus du rayonnement cosmique. Ainsi, pour chaque pion créé par interaction des rayonnements cosmiques dans l'atmosphère, on a deux neutrinos ν_μ et un neutrino ν_e . Ces neutrinos, en interagissant dans les détecteurs, sont à l'origine d'électrons ou de muons. Ce sont ces derniers qui sont effectivement détectés.

Les expériences portant sur les neutrinos atmosphériques mesurent le rapport du flux détecté de muons provenant des neutrinos ν_μ sur le flux détecté d'électrons produits par les neutrinos ν_e . Le rapport du flux de muons sur le flux d'électrons détectés mesuré par les expériences Kamiokande, Super-Kamiokande apparaît comme deux fois plus faible que celui attendu, témoignant d'une oscillation du type $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$.

L'expérience Super-Kamiokande a ainsi mis en évidence les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, avec $\Delta m_{23}^2 = (1,9-3,0) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{12} > 0,90$, l'expérience CHOOZ ayant exclu pour un tel Δm_{23}^2 l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

Les neutrinos des réacteurs

Les centrales nucléaires produisent un grand nombre de neutrinos par la désintégration des produits de fission. Les expériences portant sur ces neutrinos permettent d'étudier les oscillations des neutrinos ν_e vers les deux autres saveurs.

Une de ces expériences est l'expérience CHOOZ qui étudie les neutrinos produits par la centrale de Chooz dans les Ardennes en mesurant la disparition des neutrinos $\bar{\nu}_e$ à partir de la réaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. La détection des deux rayonnements γ provenant de l'annihilation du positon puis de la capture du neutron environ 200 μ s plus tard par la réaction $p + n \rightarrow d + \gamma$ (2,2 MeV) signe cette réaction. L'expérience CHOOZ a permis d'exclure l'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ pour $\Delta m_{12}^2 > 0,9 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{12} > 0,18$, ainsi que de donner une limite sur le paramètre θ_{13} , contraint par $\sin^2 2\theta_{13} < 0,12$ [24].

Au Japon, l'expérience Kamland, implantée sur l'ancien site de Super-Kamiokande, utilise une kilotonne de scintillateur liquide. Elle repose sur le même principe de détection que CHOOZ et bénéficie des flux de neutrinos de l'ensemble du parc nucléaire japonais. La distance caractéristique aux sources est de 200km. L'expérience a obtenu les résultats suivants : $\Delta m_{12}^2 = (7,4-8,5) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ et $\tan^2 \theta_{12} = 0,46$.

Ces résultats, combinés à ceux obtenus par l'étude des neutrinos solaires permettent de déduire que $\Delta m_{12}^2 = (7,6-8,6) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ et $\tan^2 \theta_{12} = 0,38 - 0,54$ (cf. figure 1.11).

Les neutrinos produits par les accélérateurs

Les accélérateurs sont des sources de neutrinos ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ produits par la désintégration des pions et des kaons ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$, $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $K^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$). L'énergie de ces neutrinos est de l'ordre du GeV.

L'expérience K2K a confirmé les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, avec $\Delta m_{23}^2 = (1,9-3,5) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{13} = 1$. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par les expériences portant sur les neutrinos atmosphériques.

L'expérience MINOS a observé la disparition des neutrinos ν_μ issus d'un accélérateur distant de 735km. Les résultats obtenus par cette expérience sont $\Delta m_{23}^2 = (2,48-3,18) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{13} > 0,87$, à 68 % de niveau de confiance [25].

Les résultats récents de MiniBoone ont permis d'infirmer le résultat de l'expérience LSND [26], ce qui permet d'exclure pour l'instant l'existence d'un quatrième neutrino stérile. Ils ont permis de contraindre les paramètres Δm_{12}^2 et $\sin^2 \theta_{12}$. Les limites obtenues sur ces paramètres sont les suivantes : $\Delta m_{12}^2 < 1 \text{ eV}^2$ et $\sin^2 \theta_{12} < 10^{-2}$ (voir fig. 1.12) [27].

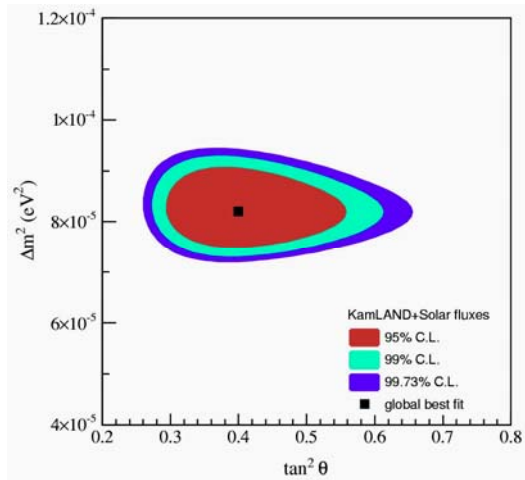


Fig. 1.11 : Résultats obtenus pour l'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ par les expériences SNO et Kamland. Les différents contours correspondent chacun à un niveau de confiance.

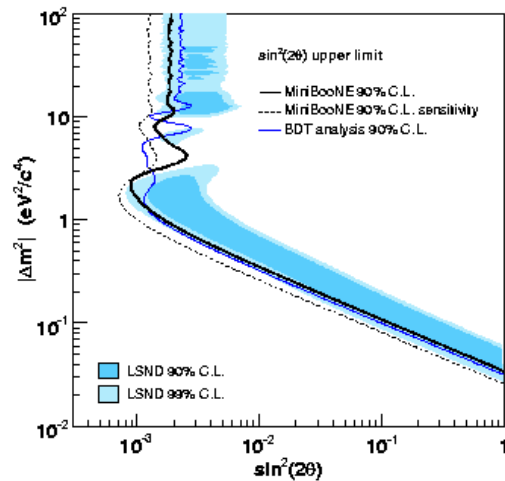


Fig. 1.12 : Contour d'exclusion à 90 % de niveau de confiance (ligne noire) et sensibilité (pointillés) fixés par MiniBooNE. Les régions permises par LSND à 90% et 99% de niveau de confiance sont indiquées par les bandes bleues.

1.4.3 – Le spectre de masse des neutrinos

Selon les valeurs des paramètres mesurées par les expériences sur les oscillations, trois hiérarchies ont été définies pour les masses propres des neutrinos : la hiérarchie normale, la hiérarchie inverse, et la hiérarchie quasi-dégénérée (fig. 1.13). Dans chacune des hiérarchies, il y a dépendance entre la masse effective $\langle m_\nu \rangle$ et la masse du neutrino le plus léger (fig. 1.14).

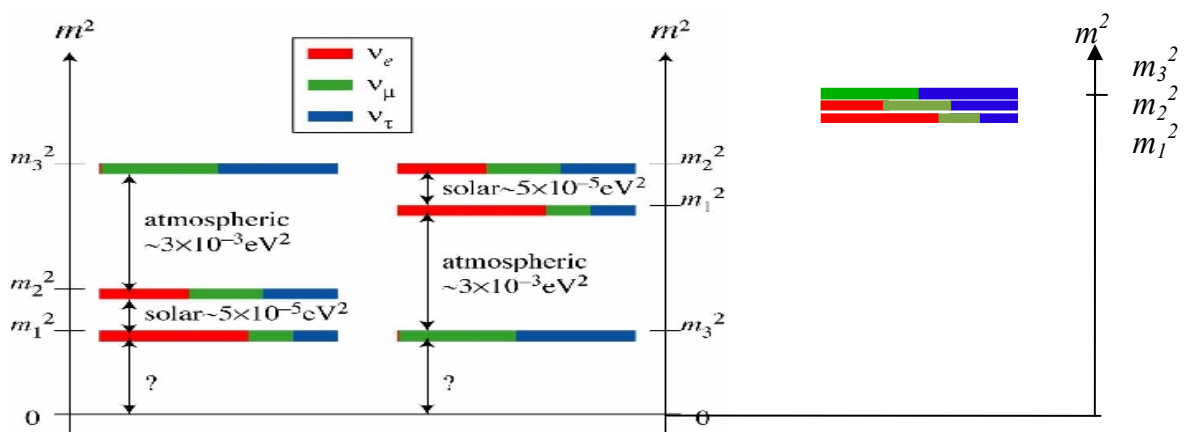


Fig. 1.13 : Les trois hiérarchies pour le spectre de masse des neutrinos. De gauche à droite : la hiérarchie normale, la hiérarchie inverse, et la hiérarchie quasi-dégénérée. Les différences entre les carrés des masses propres notées « solar » et « atmospheric » sont fixées par les expériences sur les neutrinos solaires et les neutrinos atmosphériques.

Dans la hiérarchie normale, on a $m_1 \ll m_2 \ll m_3$. Cette hiérarchie correspondrait à une masse effective $\langle m_\nu \rangle$ inférieure à 0,01 eV.

La hiérarchie inverse ordonne les masses propres de la façon suivante : $m_3 \ll m_1 \ll m_2$. Cette hiérarchie s'appliquerait dans le cas où la masse effective $\langle m_\nu \rangle$ serait comprise entre 0,01 et 0,1 eV.

La hiérarchie quasi-dégénérée pose $m_1 \approx m_2 \approx m_3 \approx m_{\text{vmin}}$ avec m_{vmin} la masse du neutrino le plus léger. Cette hypothèse implique que m_{vmin} doit être grand devant les différents Δm^2 , c'est-à-dire que la masse effective $\langle m_\nu \rangle$ doit être supérieure à 0,1 eV.

C'est donc la valeur de la masse effective $\langle m_\nu \rangle$ qui permet de déterminer quelle est la hiérarchie correcte pour le spectre des masses propres des neutrinos.

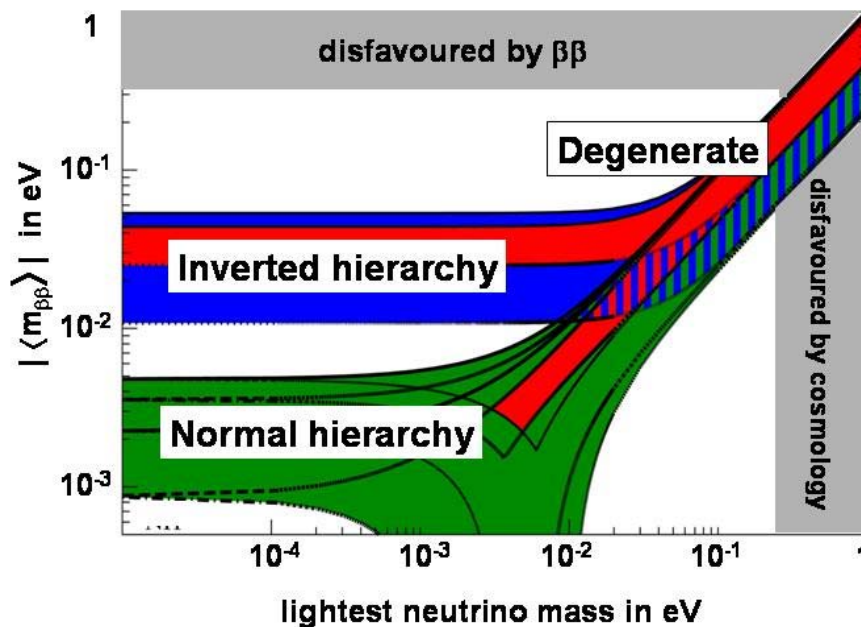


Fig. 1.14 : Masse effective du neutrino en fonction de la masse du neutrino le plus léger pour les différentes hiérarchies du spectre de masse. La bande grisée horizontale est exclue par les expériences de recherche de double désintégration bêta sans émission de neutrino déjà réalisée. La bande grisée verticale est exclue par les expériences d'observation par des satellites menées dans la cadre de la cosmologie.

1.4.4 – Les expériences de mesure directe de la masse du neutrino

Une mesure directe de la masse du neutrino est possible par l'étude du spectre en énergie de l'électron émis lors de la désintégration β du tritium. Le neutrino étant massif, le spectre proche de l'énergie de la transition est déformé (cf. figure 1.15).

La meilleure limite atteinte à l'heure actuelle par ce type de mesure est $m_{\nu e} < 2,2$ eV. Ce résultat a été obtenu par l'expérience MAINZ [28].

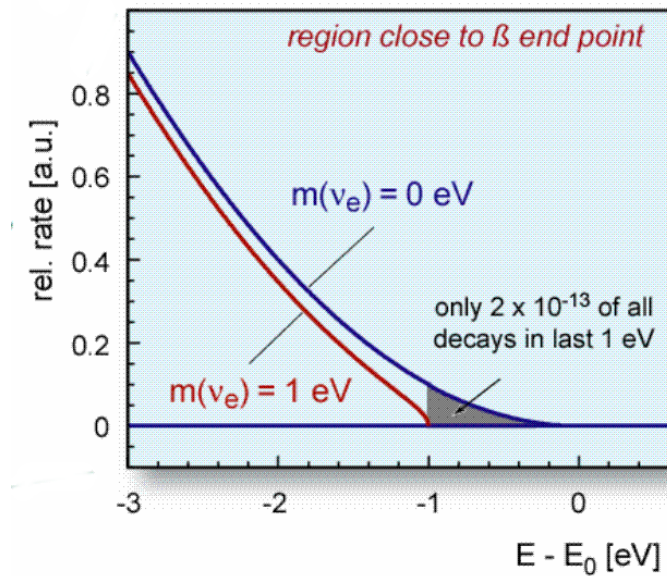


Fig. 1.15 : Extrémité du spectre en énergie de l'électron produit lors de la désintégration β du tritium pour un neutrino de masse nulle (en bleu) et un neutrino massif (en rouge).

1.5 - Les expériences de double désintégration bêta

1.5.1 – Approche expérimentale de la recherche de la désintégration $\beta\beta 0\nu$

La recherche expérimentale du processus interdit $\beta\beta 0\nu$ permet de mesurer sa période qui peut être définie de la façon suivante :

$$T_{\frac{1}{2}} = \varepsilon t N_{at} \ln 2 \cdot \frac{1}{N_{evt}} \quad (1.45)$$

où N_{at} désigne le nombre d'atomes d'isotope émetteur double bêta, N_{evt} le nombre d'évènements de signal observés durant le temps t avec l'efficacité de détection ε .

Une limite supérieure sur cette période peut être obtenue de la façon suivante :

$$T_{\frac{1}{2}} > \varepsilon t N_{at} \ln 2 \cdot \frac{1}{N_{exclus}} \quad (1.46)$$

Avec N_{exclus} , le nombre d'évènements exclus par l'expérience. On exclut à 90 % de niveau de confiance que le signal puisse être de plus de 2,3 évènements quand on n'observe aucun évènement de signal et qu'aucun évènement de bruit de fond n'est attendu.

Cette limite supérieure sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ permet d'obtenir une limite inférieure sur la masse effective du neutrino. Pour améliorer cette limite, il est nécessaire de diminuer au maximum le bruit de fond, et d'utiliser une masse importante d'isotope émetteur double bêta.

Afin de pouvoir travailler avec une masse conséquente d'isotope émetteur double bêta, il est nécessaire d'utiliser des sources enrichies. Une abondance isotopique minimale de quelques % est nécessaire afin d'obtenir un enrichissement proche de 100 %. Les abondances isotopiques de différents émetteurs double bêta sont exposées dans la table 1.2.

Isotopes	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	Abondance (%)
$^{146}\text{Nd} \rightarrow ^{146}\text{Sm}$	56 ± 5	17
$^{98}\text{Mo} \rightarrow ^{98}\text{Ru}$	112 ± 7	24
$^{80}\text{Se} \rightarrow ^{80}\text{Kr}$	130 ± 9	50
$^{122}\text{Sn} \rightarrow ^{122}\text{Te}$	364 ± 4	4,6
$^{204}\text{Hg} \rightarrow ^{204}\text{Pb}$	416 ± 2	7
$^{192}\text{Os} \rightarrow ^{192}\text{Pt}$	417 ± 4	41
$^{186}\text{W} \rightarrow ^{186}\text{Os}$	490 ± 2	29
$^{114}\text{Cd} \rightarrow ^{114}\text{Sn}$	534 ± 4	29
$^{170}\text{Er} \rightarrow ^{170}\text{Yd}$	654 ± 2	15
$^{134}\text{Xe} \rightarrow ^{134}\text{Ba}$	847 ± 10	10
$^{232}\text{Th} \rightarrow ^{232}\text{U}$	858 ± 6	100
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	868 ± 4	32
$^{46}\text{Ca} \rightarrow ^{46}\text{Ti}$	987 ± 4	-
$^{70}\text{Zn} \rightarrow ^{70}\text{Ge}$	1001 ± 3	0,6
$^{198}\text{Pt} \rightarrow ^{198}\text{Hg}$	1048 ± 4	7
$^{176}\text{Yb} \rightarrow ^{176}\text{Hf}$	1079 ± 3	13
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{238}\text{Pu}$	1145 ± 2	99
$^{94}\text{Zr} \rightarrow ^{94}\text{Mo}$	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
$^{160}\text{Gd} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$	1729 ± 1	22
$^{148}\text{Nd} \rightarrow ^{148}\text{Sm}$	1928 ± 2	6
$^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{110}\text{Cd}$	2013 ± 19	12
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	2040 ± 1	8
$^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$	2288 ± 2	6
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	2479 ± 8	9
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	2533 ± 4	34
$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	2802 ± 4	7
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	2995 ± 6	9
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	3034 ± 6	10
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	3350 ± 3	3
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	3667 ± 2	6
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	4271 ± 4	0,2

Table 1.2 : Emetteurs $\beta\beta$, énergie de la transition associée $Q_{\beta\beta}$ et abondance isotopique.

Pour réduire le bruit de fond, il faut influencer sur deux composantes : le bruit de fond lié à la radioactivité naturelle, et le bruit de fond induit par le processus permis $\beta\beta 2\nu$. Le rayonnement γ le plus énergétique de la radioactivité naturelle est émis par le ^{208}Tl à 2614

keV. Il est donc préférable de choisir un isotope avec une énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ supérieure à cette valeur. Il est également préférable de choisir un isotope pour lequel la valeur $Q_{\beta\beta}$ est élevée pour augmenter l'espace de phase. D'autre part, comme le montre la figure 1.2, le spectre de la somme en énergie des deux électrons émis par une décroissance $\beta\beta 2\nu$ est continu entre 0 et $Q_{\beta\beta}$, énergie à laquelle le processus $\beta\beta 0\nu$ est recherché. Selon la résolution en énergie du détecteur, le bruit de fond causé par le processus $\beta\beta 2\nu$ peut ne pas être négligeable. Pour minimiser ce fond, il est préférable de sélectionner des isotopes pour lesquels la période $\beta\beta 2\nu$ est la plus grande possible.

1.5.2 - Les techniques de détection

Deux techniques de détection sont utilisées pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrino :

- L'utilisation d'une source active
- La combinaison d'une source passive à un système de détection

Dans les expériences à source active, l'émetteur double bêta est employé comme détecteur. Les avantages de cette technique sont la très bonne résolution en énergie, ce qui est primordial pour la recherche d'un signal monoénergétique, ainsi qu'une haute efficacité de détection. Le point faible de cette méthode est l'impossibilité d'identifier les électrons, ce qui rend la signature du bruit de fond difficile.

Dans le cas d'une source passive deux types de détecteurs peuvent être employés.

La première possibilité est la combinaison de la source avec un trajectographe et un calorimètre. La seconde est d'utiliser une chambre à projection temporelle (TPC). Ces techniques présentent l'avantage de permettre l'identification des électrons. Les trajectoires et les informations temporelles enregistrées permettent de localiser le vertex d'émission des particules. Les informations accessibles sont l'énergie individuelle des électrons, leur somme en énergie ainsi que leur corrélation angulaire. Une telle technique rend donc la discrimination du bruit de fond aisée. En revanche, la résolution en énergie est inférieure à celle des expériences à source active, de même que l'efficacité de détection.

1.5.3 - Les résultats actuels

Les meilleurs résultats actuels en termes de masse effective du neutrino ont été obtenus par deux expériences utilisant comme source active le ^{76}Ge . Ces expériences, Heidelberg-Moscou et IGEX, sont à présent arrêtées.

L'expérience IGEX

Cette expérience a utilisé des cristaux de germanium enrichis à 86 % en ^{76}Ge répartis en trois détecteurs de 2 kg chacun. Elle était installée au Laboratoire Souterrain de Canfranc et à Soudan (Etats-Unis). Avec une résolution en énergie de 4 keV à 2039 keV, la limite atteinte sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ pour le ^{76}Ge est $T_{1/2} > 1,57 \cdot 10^{25}$ ans, ce qui correspond à une

masse effective pour le neutrino inférieure 0,33-1,31 eV selon la valeur des éléments de matrice nucléaire [29].

L'expérience Heidelberg-Moscou

L'expérience Heidelberg-Moscou, située au Laboratoire Souterrain du Gran Sasso en Italie, utilisait cinq cristaux ultrapurs de germanium enrichi à 86 % en ^{76}Ge . La prise de données s'est étalée sur 10 ans. La résolution en énergie était similaire à celle obtenue par l'expérience IGEX. La limite inférieure atteinte sur la demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ est de $1,9 \cdot 10^{25}$ ans, c'est-à-dire une masse effective du neutrino inférieure à 0,35-1,05 eV [30]. Cependant, une partie des physiciens de la collaboration a annoncé avoir observé le processus $\beta\beta 0\nu$ pour le ^{76}Ge [31]. Une nouvelle analyse, présentée figure 1.16, permet de fixer une période de $(0,69-4,2) \cdot 10^{25}$ ans à 99,73 % de niveau de confiance, soit une masse effective du neutrino comprise entre 0,24 et 0,58 eV. Toutefois, cette analyse est très controversée, notamment parce que dans le spectre complet en énergie, l'origine de certains pics n'a pas été déterminée. L'estimation du bruit de fond dans la région en énergie du signal recherché peut donc être discutée. Cette analyse ne peut cependant pas être rejetée, et les expériences suivantes confirmeront éventuellement ce résultat. Il est à noter qu'avec une sensibilité comparable, l'expérience IGEX n'a pas mis de signal en évidence pour ce processus.

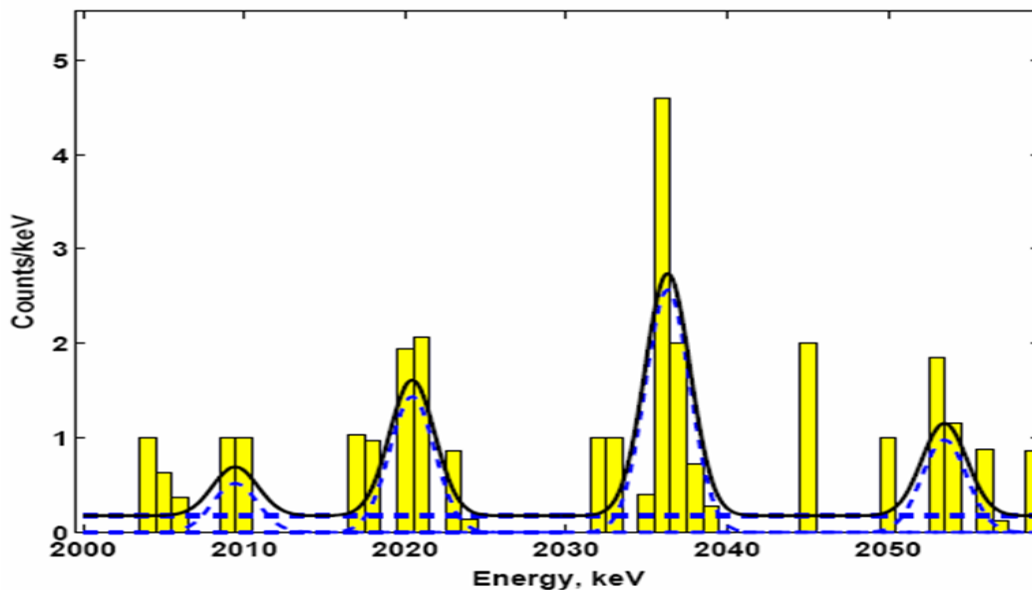


Fig. 1.16 : Spectre en énergie obtenu par l'expérience Heidelberg-Moscou [31]. Un pic associé au processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{76}Ge est identifié à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}=2039$ keV. Les trois autres pics sont attribués au bruit de fond créé par le ^{214}Bi .

Les limites actuelles sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$

Les limites actuelles sur la période du processus interdit pour plusieurs isotopes sont présentées dans la table 1.3.

Isotope	$T_{1/2}$ (ans) à 90 % de niveau de confiance	Expérience
^{48}Ca	$1,8 \cdot 10^{22}$	CANDLE
^{76}Ge	$1,9 \cdot 10^{25}$	HM
^{76}Ge	$1,57 \cdot 10^{25}$	IGEX
^{82}Se	$1,9 \cdot 10^{23}$	NEMO3
^{96}Zr	$1,0 \cdot 10^{21}$	NEMO2
^{100}Mo	$3,5 \cdot 10^{23}$	NEMO3
^{116}Cd	$0,7 \cdot 10^{23}$	Solotvina
^{130}Te	$7,3 \cdot 10^{23}$	CUORICINO
^{136}Xe	$4,4 \cdot 10^{23}$	Gotthard
^{150}Nd	$1,2 \cdot 10^{21}$	Irvine

Table 1.3 : Limites actuelles sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ pour différents isotopes émetteurs double bêta

1.5.4 - Les expériences en cours

Deux expériences de recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrino sont actuellement en phase de prise de données. Il s'agit des expériences Cuoricino et NEMO3.

La sensibilité de ces expériences étant au mieux de l'ordre de 0,1 eV, comme les expériences antérieures, elles permettent de tester la hiérarchie de masse quasi-dégénérée.

L'expérience Cuoricino

L'expérience Cuoricino est une expérience à source active implantée au Laboratoire Souterrain du Grand Sasso en Italie. La technique utilisée est la cryogénie bolométrique. Le détecteur est composé de 62 cristaux de $^{\text{nat}}\text{TeO}_2$, soit une masse totale de 11 kg de ^{130}Te . Il fonctionne à une basse température proche de 10 mK. Le passage des particules dans les cristaux provoque un réchauffement du cristal qui est détecté. L'énergie correspondante est mesurée au moyen de senseurs thermiques. Parmi les 62 cristaux utilisés dans l'expérience, seuls 2 contiennent du ^{130}Te enrichi : l'abondance isotopique du ^{130}Te étant de 34 %, l'enrichissement n'est pas nécessaire. Deux cristaux contiennent du ^{128}Te pour l'étude du processus $\beta\beta 2\nu$.

L'expérience Cuoricino prévoit d'atteindre une sensibilité de $7,1 \cdot 10^{24}$ ans sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ correspondant à une limite supérieure sur la masse effective $\langle m_\nu \rangle < 0,18 - 0,94$ eV. La limite actuelle sur la période atteinte par cette expérience est $T_{1/2} > 2,4 \cdot 10^{24}$ ans [33].

L'expérience NEMO

L'expérience NEMO repose sur la combinaison d'un trajectographe et d'un calorimètre dans le but d'identifier les électrons provenant d'une double désintégration bêta et d'obtenir une mesure de leur énergie. Elle utilise 10 kg d'isotopes émetteurs dont

principalement du ^{100}Mo et du ^{82}Se . La sensibilité finale pour l'isotope le plus représenté, le ^{100}Mo , est de 2.10^{24} ans pour le processus $\beta\beta 0\nu$, ce qui correspond à une masse effective inférieure à 0,3 -1,3 eV pour le neutrino. La prise de données a débuté en février 2003 et devrait s'achever en 2010. L'étude de la double décroissance bêta du ^{82}Se dans l'expérience NEMO3 fait l'objet de ce travail de thèse.

1.5.5 - Les projets d'expérience

L'objectif de la nouvelle génération d'expériences de recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrino est d'atteindre une sensibilité de l'ordre de 50 meV sur la masse affective. En effet, une telle sensibilité permettrait de commencer à tester l'hypothèse de la hiérarchie de masse inverse du spectre des masses propres des neutrinos, et éventuellement de confirmer l'existence du signal observé par l'expérience Heidelberg-Moscou.

L'expérience SuperNEMO

L'expérience SuperNEMO consiste à améliorer la technique associant un trajectographe et un calorimètre précédemment développée par les expériences NEMO en l'optimisant pour un détecteur à 100 kg d'isotope émetteur double bêta. Le choix de l'isotope se porte sur le ^{150}Nd ou le ^{82}Se , qui présentent l'avantage de posséder une énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ élevée.

Le projet est actuellement en phase de recherche et développement. Les possibilités de production, d'enrichissement et de purification du ^{82}Se et du ^{150}Nd sont étudiées. La radiopureté des sources requise pour atteindre la sensibilité ($T_{1/2} > 2 \times 10^{26}$ ans) ciblée sur la mesure de la période doit être améliorée d'un facteur 10. Les contaminations maximales tolérées en ^{214}Bi et ^{208}Tl sont de 10 $\mu\text{Bq/kg}$ et 2 $\mu\text{Bq/kg}$ respectivement. La mesure d'activités aussi faibles nécessite le développement d'un détecteur dédié, le détecteur BiPo, dont le premier prototype est en cours de test au Laboratoire Souterrain de Canfranc en Espagne.

Les travaux de recherche et développement abordent également la problématique de l'amélioration de la résolution en énergie du calorimètre pour atteindre 4 % (FWHM) à 3 MeV, contre 11 % à 3 MeV pour le détecteur NEMO3. En particulier, le choix du scintillateur doit se porter sur un matériau avec un fort rendement lumineux. Les photomultiplicateurs doivent également être améliorés pour obtenir une meilleure efficacité quantique tout en restant bas bruit de fond.

La conception envisagée pour le détecteur SuperNEMO est modulaire. Chacun des 20 modules est de géométrie plane et peut accueillir une feuille source de 5 kg d'isotope émetteur double bêta. Le trajectographe constitué de cellules fonctionnant en régime Geiger, puis un calorimètre, entourent la source.

L'extension du Laboratoire Souterrain de Modane permettrait son implantation dans ce site. La réalisation du premier module pourrait se dérouler en 2009 pour un détecteur pleinement opérationnel en 2012.

L'expérience Exo

L'expérience Exo prévoit l'utilisation d'une source de ^{136}Xe enrichi en phase liquide ou gazeuse couplée à une TPC ainsi qu'à un système d'identification optique du noyau fils de ^{136}Ba produit lors d'une désintégration double bêta. Ce dispositif permettrait une réduction drastique du bruit de fond de l'expérience. La masse de ^{136}Xe actuellement utilisée est de 200 kg sous forme liquide. La résolution en énergie attendue est de 1,8 % ($\sigma(E)/E$) à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ (2479 keV pour le ^{136}Xe). Le détecteur EXO-200 est en cours d'installation au Laboratoire Souterrain WIPP aux Etats-Unis. Après deux ans de prise de données, EXO-200 devrait atteindre une période de $6,4 \cdot 10^{25}$ ans pour le processus $\beta\beta 0\nu$. Selon les résultats obtenus, une extension à une tonne est envisagée.

L'expérience Majorana

L'expérience Majorana propose la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos du ^{76}Ge . Le détecteur développé utilisera 500 kg de Ge enrichi à 86 % en ^{76}Ge , sous forme de cristaux. Ces cristaux, placés dans des cryostats en cuivre très bas bruit de fond seront segmentés afin de permettre le rejet du bruit de fond par coïncidence. Le détecteur sera modulaire, chacun des modules contenant 57 cristaux, soit une masse d'environ 60 kg de germanium. La mise en service du détecteur au Sudbury Underground Laboratory se fera en trois étapes : la prise de données commencerait en 2012 avec 180 kg de germanium, puis la masse serait étendue à 540 kg. Cette expérience pourrait atteindre une période de $4 \cdot 10^{27}$ ans pour le processus $\beta\beta 0\nu$.

L'expérience Gerda

Le projet Gerda consiste à rechercher le processus de double désintégration bêta sans émission de neutrino du ^{76}Ge . Des diodes au Ge enrichi seront employées, placées dans l'azote ou l'argon liquide dans un cryostat parfaitement isolé. Cette configuration permet de limiter le niveau de bruit de fond en éliminant la matière autour des détecteurs. Le liquide sert également de blindage actif avec la détection de la lumière de scintillation.

L'expérience sera implantée au Laboratoire Souterrain du Gran Sasso. La première phase débutera en 2007 avec 15 kg de ^{76}Ge . Durant cette phase, il sera possible d'étudier les bruits de fond de l'expérience et d'atteindre la sensibilité nécessaire pour confirmer éventuellement le signal mis en évidence par l'expérience Heidelberg-Moscou. Les étapes suivantes concernant 100 kg, puis 300 kg de germanium, permettront d'atteindre des demi-vies de $2 \cdot 10^{26}$ ans et $6 \cdot 10^{27}$ ans respectivement.

L'expérience Cuore

L'expérience Cuore s'appuie sur la technique développée par l'expérience Cuoricino et reprend la structure du détecteur en extrapolant ses dimensions. Le détecteur Cuore comportera 988 bolomètres composés de cristaux de TeO_2 de dimension $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$ pour une masse totale de 750 kg, opérant à une température de l'ordre de 10mK. Le but de l'expérience est d'atteindre un bruit de fond inférieur à 0,01 coups/keV/kg/an, ce qui revient à gagner un

facteur 20 sur le fond actuel, et d'obtenir ainsi une sensibilité de l'ordre de 50 meV sur la masse effective du neutrino. Le début de la prise de données est prévu pour 2010.

1.6 - Conclusion

La mise en évidence du phénomène d'oscillation des neutrinos et la mesure de la plupart des paramètres d'oscillation constituent un premier pas dans une physique au-delà du Modèle Standard. Il a été montré que le neutrino a une masse, mais la valeur absolue de celle-ci reste toujours inconnue. De même, la nature du neutrino reste encore énigmatique (neutrino de Dirac ou de Majorana). La recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos est donc essentielle pour mesurer ces propriétés. Dans la suite, nous allons présenter le détecteur NEMO3 conçu pour avoir une sensibilité de quelques 10^{24} ans pour la recherche de la désintégration $\beta\beta 0\nu$.

Chapitre 2

Le détecteur NEMO3

La recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$) est l'objectif de la collaboration internationale NEMO. Cette collaboration regroupe des laboratoires de France, des Etats-Unis, de Russie, d'Espagne, de Finlande, de République Tchèque, du Royaume-Uni, du Japon et d'Ukraine.

Le signal correspondant au processus $\beta\beta 0\nu$ consiste en l'émission simultanée de deux électrons depuis un même vertex dont la somme en énergie est égale à l'énergie de la transition $Q_{\beta\beta}$. Parmi les approches expérimentales possibles, les expériences NEMO s'appuient l'association d'un trajectographe à un calorimètre. Cette approche permet d'identification des électrons, de leur vertex d'émission, et la mesure de chacune de leurs énergies.

La collaboration a conçu le détecteur NEMO3 pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos de plusieurs isotopes, parmi lesquels le ^{82}Se et le ^{100}Mo . La difficulté majeure des expériences de recherche de double désintégration bêta sans émission de neutrinos est la maîtrise du bruit de fond. Dans cette optique, nous verrons comment la conception du détecteur permet de réduire significativement le niveau de bruit de fond.

2.1 - Description générale du détecteur NEMO3

Le principe du détecteur NEMO3 repose sur la détection directe des deux électrons émis lors d'un processus $\beta\beta$ par un trajectographe et un calorimètre. Le détecteur peut contenir 10kg d'isotopes émetteurs double bêta sous forme de feuilles minces.

Le détecteur NEMO3 est installé au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM), en France. Nous verrons part la suite les raisons pour lesquelles il a été implanté en site souterrain. La géométrie de NEMO3 est cylindrique (Fig.2.1), et il est divisé en 20 secteurs (Fig. 2.2). Cette segmentation facilite l'accès aux différentes sources. L'ensemble des sources forme une structure cylindrique de 3,1 m de diamètre, 2,5 m de hauteur et de 30 à 60 mg/cm² d'épaisseur suivant l'isotope.

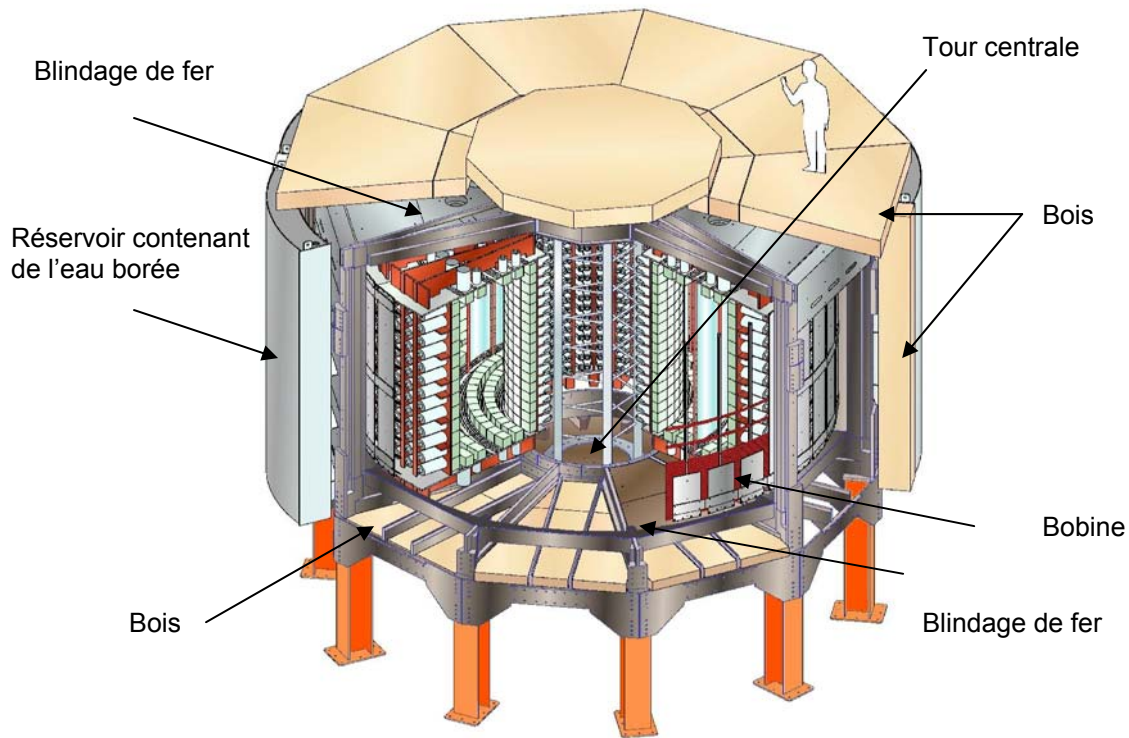


Fig. 2.1 : Une vue explosée du détecteur NEMO3. On remarque la bobine, le blindage de fer, et les deux blindages contre les neutrons (bois et eau). Le blindage de paraffine présent sous la tour centrale n'apparaît pas.

Les sources sont positionnées verticalement entre deux volumes de trajectographe cylindriques concentriques composés de 6180 cellules à dérive fonctionnant en régime Geiger. Les cellules sont verticales et la détermination tridimensionnelle de la trajectoire se fait à partir du temps d'arrivée des signaux sur les fils d'anode et du temps de propagation du plasma jusqu'aux extrémités de la cellule.

Le détecteur dispose d'un calorimètre constitué de 1940 blocs de scintillateur plastique couplés chacun à un photomultiplicateur (PM) très basse radioactivité, de taille 3 '' ou 5 ''. Le calorimètre est constitué de deux murs cylindriques verticaux de blocs de scintillateurs plastiques. A cela s'ajoutent les scintillateurs fixés aux extrémités supérieure et inférieure du détecteur, auxquelles on se réfèrera par la suite comme aux pétales. La fonction du calorimètre est la mesure de l'énergie des particules et de leur temps de vol.

Une bobine entoure le détecteur et produit un champ magnétique de 25 G parallèle à la direction des feuilles. Il permet l'identification du signe de la charge des particules. L'étude de la courbure des traces reconstruites permet aussi de rejeter les électrons traversant le détecteur. Autour de la bobine se trouvent des blindages qui protègent le détecteur des rayonnements γ et des neutrons.

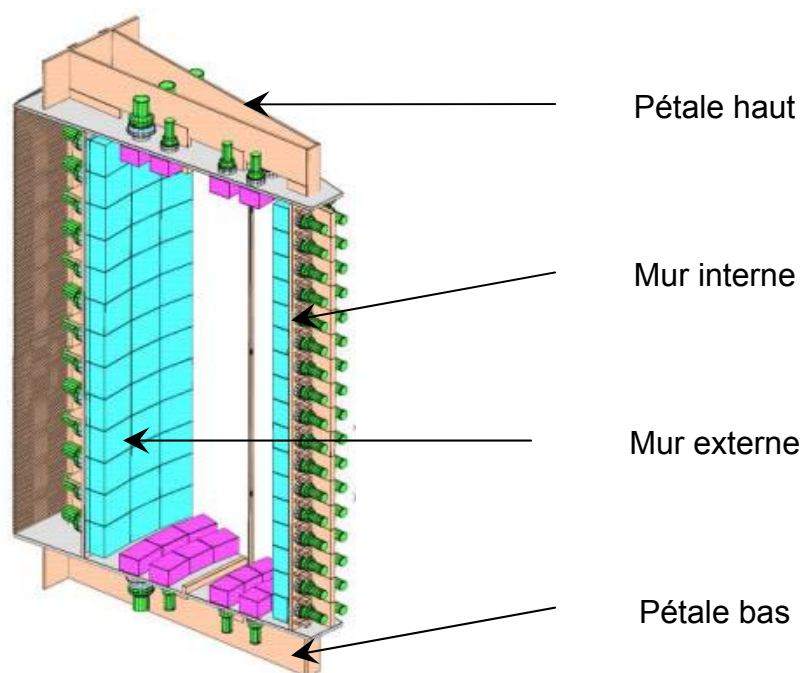


Fig. 2.2 : Représentation schématique d'un secteur de NEMO3.

2.2 - Les sources du détecteur NEMO3

La spécificité du détecteur NEMO3 est la séparation entre la source et le calorimètre. Plusieurs isotopes émetteurs $\beta\beta$ peuvent ainsi être étudiés simultanément, ce qui rend possible la confirmation d'un excès d'évènements de type $\beta\beta 0\nu$ d'un isotope à l'aide d'un autre isotope.

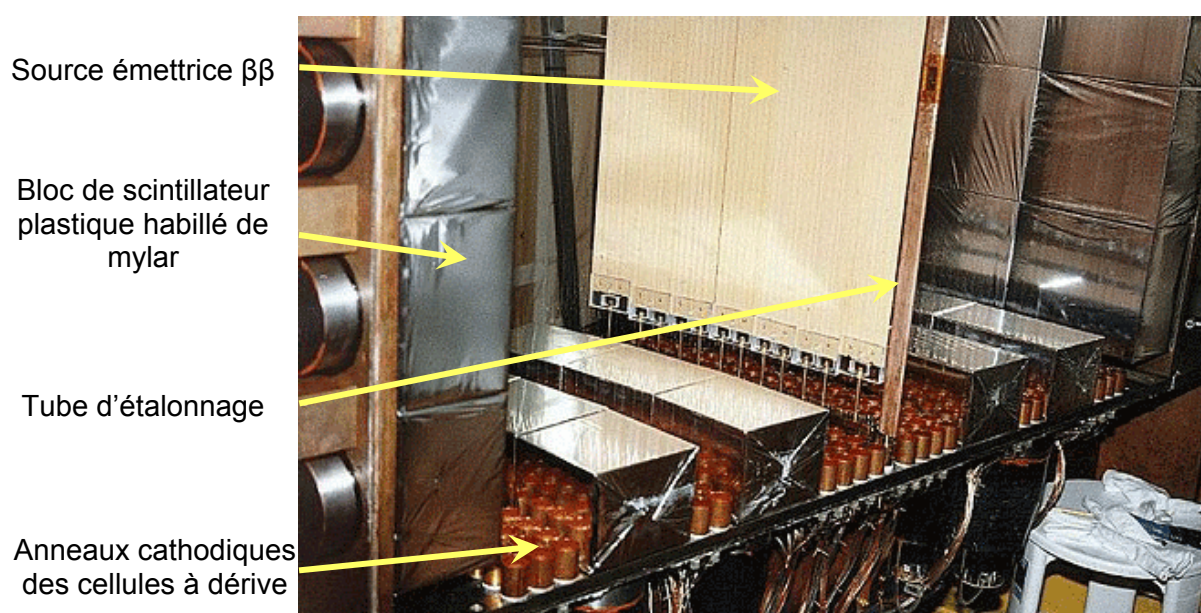


Fig. 2.3 : Détail d'un secteur du détecteur NEMO3.

2.2.1 – Sélection des isotopes émetteurs $\beta\beta$

La séparation entre les sources et le calorimètre permet l'étude simultanée de plusieurs isotopes émetteurs $\beta\beta$. Ces isotopes ont été sélectionnés selon plusieurs critères.

Tout d'abord, l'énergie de la transition $Q_{\beta\beta}$ doit être la plus élevée possible afin de s'affranchir au maximum du bruit de fond causé par la radioactivité naturelle. Le rayonnement γ le plus énergétique provenant de la radioactivité naturelle est de 2,615 MeV.

La possibilité de réduire la radioactivité de l'isotope à un niveau acceptable est également prise en compte : comme nous le verrons par la suite, l'expérience NEMO3 requiert des sources très pures, en particulier en ^{214}Bi et ^{208}Tl qui contribuent au bruit de fond autour de l'énergie $Q_{\beta\beta}$.

L'abondance isotopique naturelle est aussi un critère important, car une abondance isotopique élevée facilite le processus d'enrichissement. Seules des abondances isotopiques supérieures à 2% ont été considérées pour la détecteur NEMO3.

Cinq noyaux satisfont à ces conditions : ^{116}Cd , ^{82}Se , ^{100}Mo , ^{96}Zr , et ^{150}Nd (cf. table 2.1). Au vu de cette liste et de la disponibilité du ^{100}Mo , les efforts de la collaboration ont été concentrés sur cet isotope, qui avait déjà été étudié avec le prototype NEMO2 [34]. Le détecteur permettant d'accueillir plusieurs sources, d'autres isotopes ont également pu être sélectionnés.

Les éléments de matrice nucléaire pour les transitions $\beta\beta 0\nu$ et $\beta\beta 2\nu$ ($M_{0\nu}$ et $M_{2\nu}$) ne permettent pas à eux seuls de déterminer les meilleurs isotopes pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos. En effet, les différents modèles théoriques utilisés pour leur calcul peuvent induire une variation allant jusqu'à un facteur 4 pour un même isotope.

Isotope	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	Abondance isotopique naturelle [35]
^{116}Cd	2804,7	7,5 %
^{82}Se	2995,2	9,2 %
^{100}Mo	3034,8	9,6 %
^{96}Zr	3350,0	2,8 %
^{150}Nd	3367,1	5,6 %

Table 2.1 : Valeurs de $Q_{\beta\beta}$ et de l'abondance isotopique naturelle des isotopes satisfaisant aux conditions $Q_{\beta\beta} > 2,615 \text{ MeV}$ et abondance isotopique naturelle supérieure à 2%

Pour étudier le processus $\beta\beta 0\nu$, 6914 g de ^{100}Mo et 932 g de ^{82}Se ont été placés dans le détecteur. D'autres isotopes émetteurs $\beta\beta$ ont été introduits pour l'étude du processus $\beta\beta 2\nu$. Ce sont le ^{130}Te (454 g), le ^{116}Cd (405 g), le ^{150}Nd (37 g), le ^{96}Zr (9 g), et le ^{48}Ca (7 g). De plus, des feuilles d'une très grande radiopureté, ne contenant aucune source de bruit de fond permettent l'étude du bruit de fond externe de l'expérience. 621g de cuivre et un oxyde très pur de tellure naturel ont été sélectionnés à cet effet. Ceci rend possible une étude du bruit de fond autour de 3 MeV. Le tellure naturel entre également dans le cadre de l'étude du

processus $\beta\beta 2\nu$, car l'abondance naturelle de l'isotope 130 est de 33,8 %, ce qui correspond à 166 g de ^{130}Te .

2.2.2 – L'émetteur double bêta ^{82}Se

Le ^{82}Se est un émetteur double bêta dont l'énergie de transition est de 2,995 MeV. Sa décroissance se fait vers le ^{82}Kr (fig. 2.4).

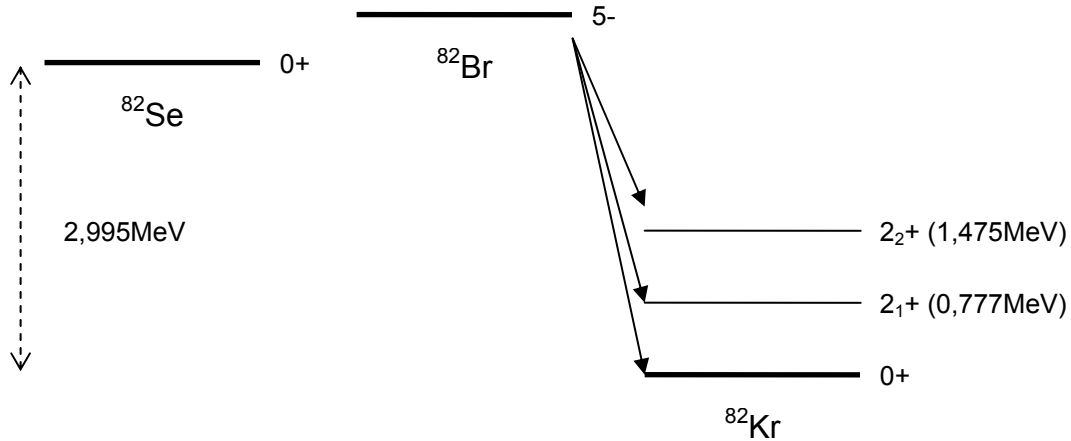


Fig. 2.4 : Schéma de désintégration double bêta du ^{82}Se vers le ^{82}Kr .

L'estimation des éléments de matrice nucléaire du ^{82}Se par le formalisme QRPA donne une valeur comprise entre 1,9 et 2,1 [36], contre 1,7 avec le modèle en couches [37]. Il existe ainsi à l'heure actuelle une incertitude sur ces éléments de matrice nucléaire.

Le détecteur prototype NEMO2 a mis une limite inférieure sur la période de la double désintégration bêta sans émission de neutrino du ^{82}Se de $9,5 \cdot 10^{21}$ ans [38]. Il a permis de mesurer la période du processus permis à $0,83 \pm 0,10$ (stat) $\pm 0,07$ (syst). 10^{20} ans. La masse de ^{82}Se utilisée était de 164 g.

2.2.3 - Radiopureté des sources de ^{82}Se en ^{214}Bi et ^{208}Tl

La présence d'impuretés dans les feuilles-sources, notamment du ^{214}Bi et du ^{208}Tl , peut donner lieu à des événements imitant des événements issus de doubles désintégrations β dans la région du signal $\beta\beta 0\nu$ recherché par des mécanismes qui seront présentés dans le chapitre 4. Ces impuretés peuvent être réduites par un processus de purification. En plus de ces impuretés, la queue de la distribution de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ crée un bruit de fond irréductible pour la recherche du processus interdit. C'est pourquoi les niveaux acceptables de ^{214}Bi et ^{208}Tl dans une source sont déterminés d'après le nombre d'événements $\beta\beta 2\nu$ dans la région d'énergie comprise entre 2,8 et 3,2 MeV, dans laquelle se trouve l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$. Les niveaux maximaux en ^{214}Bi et ^{208}Tl ont été calculés de façon à ce que le bruit de fond $\beta\beta 2\nu$ soit le bruit de fond limitant. Pour 932 g de ^{82}Se , les simulations ont fixés les contaminations maximales en ^{214}Bi et ^{208}Tl à :

$$A_{({}^{82}\text{Se})}({}^{214}\text{Bi}) < 0,7 \text{ mBq/kg} \quad (2.1)$$

$$A_{({}^{82}\text{Se})}({}^{208}\text{Tl}) < 0,05 \text{ mBq/kg} \quad (2.2)$$

2.2.4 – Production et enrichissement de la source de ${}^{82}\text{Se}$

L'abondance isotopique naturelle du ${}^{82}\text{Se}$ est 9,2 %. L'enrichissement a été effectué par le procédé de centrifugation. Le minerai de Se est d'abord transformé en gaz sous la forme SeF_6 . Le passage en centrifugeuse permet d'enrichir le gaz en ${}^{82}\text{SeF}_6$. A la fin du procédé, ne décharge électrique dans le gaz permet ensuite de récupérer la poudre enrichie de ${}^{82}\text{Se}$.

Deux sessions de production de 500g de poudre de ${}^{82}\text{Se}$ ont eu lieu, avec des facteurs d'enrichissement de $(97,02 \pm 0,05) \%$ et $(96,82 \pm 0,05) \%$ respectivement. Aucun procédé de purification n'a par la suite été mis en œuvre. Une partie de la production de la première session a été employé dans le prototype NEMO2, et la contamination en ${}^{214}\text{Bi}$ a été évaluée. Cette contamination était localisée dans des « points chauds » rejetés de l'analyse par l'identification du vertex des événements candidats [39]. Les feuilles-sources de ${}^{82}\text{Se}$ utilisées dans le détecteur NEMO2 ont été introduites dans le détecteur NEMO3. Le ${}^{82}\text{Se}$ non utilisé dans NEMO2 ainsi que du ${}^{82}\text{Se}$ nouvellement produits ont été utilisés pour fabriquer des feuilles composites supplémentaires utilisées également dans NEMO3. Des activités basses en ${}^{214}\text{Bi}$ ($1,2 \pm 0,5 \text{ mBq/kg}$) et en ${}^{208}\text{Tl}$ ($0,4 \pm 0,1 \text{ mBq/kg}$) ont été mesurées pour 0,8 kg de feuilles de ${}^{82}\text{Se}$ avec un détecteur HPGe. Cela correspond à un bruit de fond de 0,2 événements par an et par kilogramme pour le ${}^{214}\text{Bi}$, et 1 événement par an et par kilogramme pour le ${}^{208}\text{Tl}$.

La poudre de ${}^{82}\text{Se}$ enrichie a été utilisée pour la réalisation de feuilles-sources composites à l'ITEP (Russie), placées dans les secteurs 6 à 8 (voir figure 2.5).

2.2.5 – La structure des sources

Les différentes sources ont été déposées sur des bandes de longueur moyenne de 2480 mm, et de largeur comprise entre 63 et 65 mm selon la position occupée au sein du secteur. Les caractéristiques des sources de sélénium dans les secteurs 6, 7, et 8 sont présentées respectivement dans les tables 2.2, 2.3, et 2.4. Dans chacun des vingt secteurs du détecteur, sept bandes ont été introduites. Le montage des sources a été effectué en salle blanche au LSM. La distribution des différentes sources au sein du détecteur est présentée dans la figure 2.5.

N° de feuille	1	2	3	4	5	6	7
Longueur (mm)	2425	2425	2423	2426	2425	2425	2426
Largeur (mm)	63	65	65	65	65	65	63
M (g)	47,37	50,67	53,43	62,49	59,09	51,34	49,41
η (%)	97,02	97,02	97,02	97,02	97,02	97,02	97,02

Table 2.2 : Caractéristiques des feuilles-sources de ${}^{82}\text{Se}$ du secteur 6. M représente la masse de ${}^{82}\text{Se}$ dans la feuille et η , son abondance isotopique.

N° de feuille	1	2	3	4	5	6	7
Longueur (mm)	2426	2423	2424	2423	2423	2423	2425
Largeur (mm)	63	65	65	65	65	65	63
M (g)	62,19	64,46	64,67	65,14	64,78	64,09	60,70
η (%)	96,82	96,82	96,82	96,82	96,82	96,82	96,82

Table 2.3 : Caractéristiques des feuilles-sources de ^{82}Se du secteur 7. M représente la masse de ^{82}Se dans la feuille et η , son abondance isotopique.

N° de feuille	1A	1B	2
Longueur (mm)	1600	828	2428
Largeur (mm)	63	63	65
M (g)	Masse totale : 61,31		51,25
η (%)	97,02	96,82	97,02

Table 2.4 : Caractéristiques des feuilles-sources de ^{82}Se du secteur 8. M représente la masse de ^{82}Se dans la feuille et η , son abondance isotopique. Les feuilles 1A et 1B sont situées l'une au-dessus de l'autre.

Les sources dans NEMO3 sont sous forme métallique ou composite. Le cadmium, le cuivre, et une partie des sources de molybdène sont métalliques. Les sources de sélénium, de tellurium, de zirconium, de neodymium et de calcium sont toutes composites. Pour le molybdène, 64 % des sources sont composites.

Pour la réalisation des sources composites, un mélange d'isotope émetteur double bêta sous forme de poudre et de colle a été étalé sur un film de Mylar, puis recouvert d'une seconde feuille. Les films de Mylar ont été perforés (trous de $0,4\mu\text{m}$ de diamètre) pour améliorer l'adhérence avec la colle. Ce mode d'assemblage sur ces films de support procure une bonne rigidité à la feuille. Les densités des sources de sélénium sont typiquement comprises entre 40 et 50 mg.cm^{-2} .

2.3 – Le détecteur de traces

Le détecteur de traces, ou trajectographe, du détecteur NEMO3 est constitué de plusieurs couches de cellules à dérive verticales fonctionnant en mode Geiger. Mis au point au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, il a été étudié pour obtenir les meilleures résolution et efficacité en tenant compte des paramètres responsables du vieillissement des cellules : leur diamètre, qui doit être le plus petit possible pour assurer une bonne transparence du détecteur de traces, et la composition du mélange gazeux qu'il contient. Il a également été optimisé pour que les électrons y perdent le moins d'énergie possible.

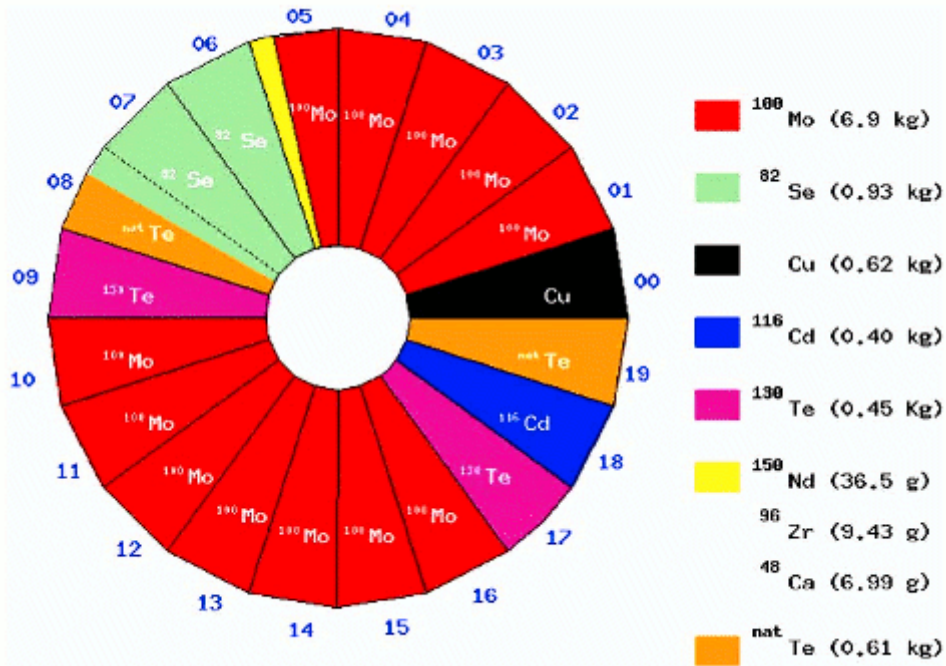


Fig. 2.5 : Répartition des sources dans les vingt secteurs du détecteur NEMO3.

2.3.1 – Principe de fonctionnement

Les cellules à dérive du détecteur de traces mesurent 2,7 m de long pour 3 cm de large. Au centre de chacune se trouve un fil anodique. Autour de ce fil se trouvent selon les cellules 9 ou 10 fils de masse. Les fils anodique et de masse sont en acier inoxydable et mesurent 50 μm de diamètre. Ils sont tendus entre les pétales haut et bas du détecteur. A chaque extrémité d'une cellule se trouve un anneau cathodique de 3 cm de long et 2,3 cm de diamètre (Fig. 2.6). La tension caractéristique de fonctionnement de la cellule est de 1800 V. Le fil anodique étant porté à cette tension, le champ électrique de la cellule voisine va être modifié, d'où la présence des fils de masse dans chaque cellule : les fils de masse créent un écran électrostatique entre les différentes cellules.

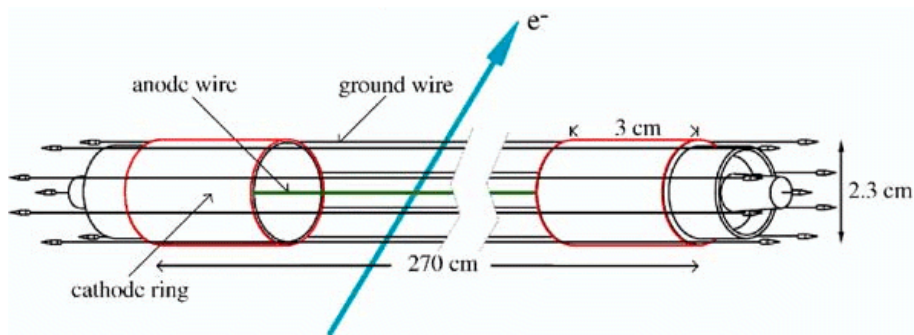


Fig. 2.6 : Schéma d'une cellule Geiger du détecteur de traces de NEMO3. Le fil anodique, les anneaux cathodiques et les fils de masse sont représentés.

Les cellules baignent dans un mélange gazeux constitué d'hélium, d'alcool, d'eau et d'argon. Quand une particule chargée traverse une cellule, des atomes d'hélium sont ionisés. Six ions He^+ et 6 électrons secondaires environ sont produits par centimètre. Quand ces électrons sont loin du fil anodique, leur vitesse de dérive moyenne est de 1 cm/ μs . Les électrons proches de l'anode dérivent vers elle à une vitesse d'environ 2,3 cm/ μs , car le champ électrique est plus intense. Les électrons secondaires sont fortement accélérés et ionisent à leur tour le gaz en produisant des électrons tertiaires. Il se produit une avalanche, et des photons UV sont créés, leur libre parcours moyen étant d'environ 1 mm. Ces photons UV vont ioniser le gaz près de l'anode et produire des ainsi des photoélectrons.

Les photoélectrons déclenchent une avalanche primaire qui va se propager jusqu'à l'anode. Cette avalanche va créer un plasma Geiger qui a se propager le long du fil anodique à une vitesse de l'ordre de 5 cm/ μs . Des ionisations successives sont générées par les photons UV créés dans le plasma Geiger. Le plasma va ainsi se propager jusqu'aux anneaux cathodiques. La différence des temps d'arrivée du plasma en haut et en bas de la cellule est utilisée pour déterminer la position longitudinale de la particule qui traverse la cellule.

Dans le mélange gazeux du trajectographe, l'alcool éthylique va absorber les photons UV pour éviter le déclenchement des cellules voisines afin que la première cascade ne soit pas suivie d'une seconde. De plus, l'alcool neutralise les ions He^+ qui pourraient arracher de nouveaux électrons aux fils cathodiques vers lesquels ils se déplacent. La présence d'eau et d'argon permet de stabiliser la chambre à fils en limitant l'apparition de courants dans les cellules Geiger. Le mélange gazeux est réalisé grâce à une usine à gaz installée au LSM.

2.3.2 – La structure du détecteur de traces de NEMO3

Le détecteur de traces compte 6180 cellules, soit 309 par secteur. La position optimale des cellules dans un secteur a été déterminée à l'aide de simulations de reconstruction de trajectoires ou traces. Ainsi, dans chaque demi-secteur, les cellules sont regroupées en 9 rangées, dont 4 se trouvent près de la source, 2 au milieu du secteur et 3 près du mur de scintillateur (Fig. 2.7). Les espaces vides de cellules sont déterminés par la position des blocs de scintillateur sur les pétales haut et bas. Les 4 rangées proches de la source permettent une détermination précise de la position du vertex. Les 2 rangées intermédiaires et les 3 rangées proches du mur permettent une mesure efficace de la courbure de la trace ainsi que du point d'impact sur le scintillateur.

2.3.3 – La haute-tension

Des cartes de répartition délivrent une tension de 1800 V à l'anode des cellules. Elles collectent également les signaux analogiques provenant de l'anode et des cathodes haute et basse. Ces signaux sont ensuite dirigés vers les cartes d'acquisition (voir section 2.8).

La valeur de la haute tension délivrée aux cellules est ajustée en fonction de la pression dans le trajectographe. Celui-ci est toujours maintenu en surpression par rapport à l'extérieur de façon à limiter la pénétration de pollutions dans le détecteur.

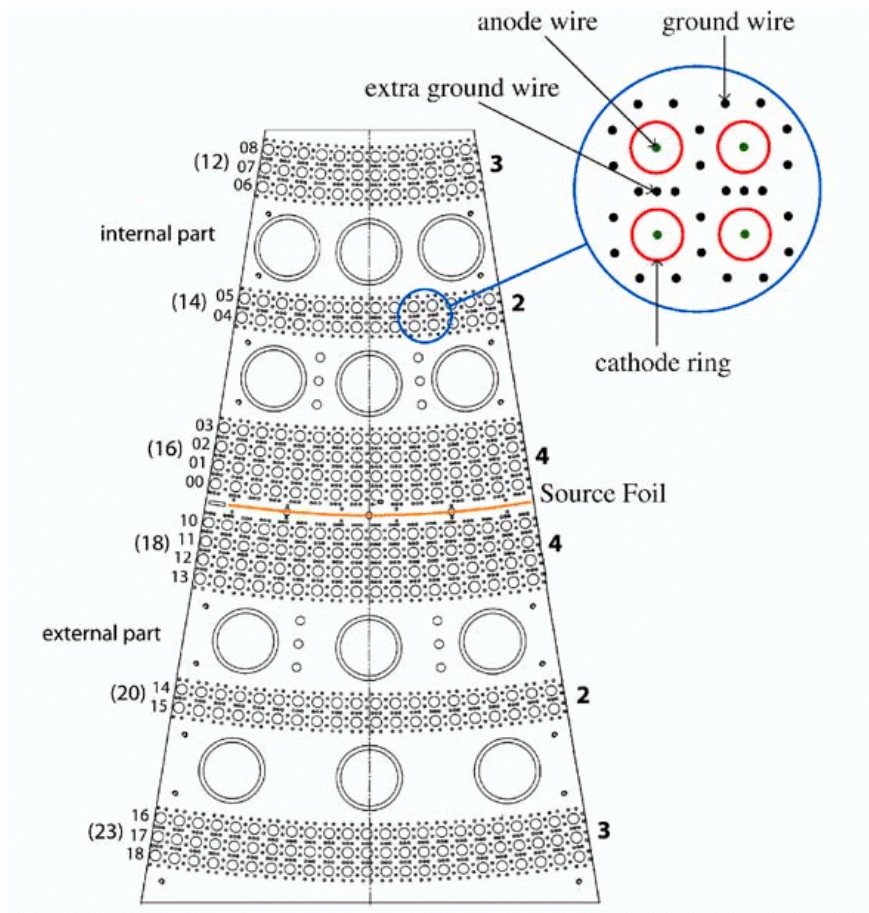


Fig. 2.7 : Disposition des cellules Geiger dans un secteur de NEMO3.

2.3.4 – Les performances pour la reconstruction des traces

Les résolutions transverses et longitudinales ont été déterminées dans une étude portant sur trois secteurs, avec des électrons traversant le détecteur d'énergie supérieure à 3,5 MeV. La résolution transverse obtenue est de 0,5 mm et la résolution longitudinale est de 0,8 cm [40].

2.4 – Le calorimètre

2.4.1 – Description du calorimètre

Le calorimètre de NEMO3 permet la mesure de l'énergie des particules et de leur temps de vol. Il comporte 1940 compteurs, chacun constitué d'un bloc de scintillateur plastique, d'un guide de lumière, et d'un tube photomultiplicateur (PM) de 3 pouces ou 5 pouces de diamètre. La figure 2.8 présente le schéma en coupe d'un compteur. Les compteurs recouvrent complètement les deux murs cylindriques du détecteur et partiellement les parties supérieure et inférieure (aussi appelées pétales). Les blocs de scintillateur sont en contact avec le mélange gazeux hélium – alcool du trajectographe. Ils sont soutenus par une structure en

cuivre permettant le positionnement des PM en dehors de l'enceinte gazeuse du trajectographe. Cette configuration évite le vieillissement prématuré des PM dans l'hélium. Le mur interne de chaque secteur du détecteur est constitué de 2 colonnes de 17 compteurs (Fig. 2.2) dont les PM ont un diamètre de 3 pouces. Les compteurs du mur externe sont regroupés en 3 colonnes. Chaque colonne est constituée de 13 compteurs dont les PM ont un diamètre de 5 pouces. Les pétales haut et bas ont un nombre identique de compteurs : 12, disposés en 4 rangées (2 de part et d'autre de la source). Ces compteurs ont des PM de 3 pouces de diamètre, sauf la rangée la plus externe dont le diamètre des PM est de 5 pouces.

L'épaisseur des blocs de scintillateur plastique est de 10 cm. Cette épaisseur permet la détection des rayonnements γ avec une efficacité de l'ordre de 50 % à 500 keV, tout en conservant une bonne résolution en énergie pour les électrons.

2.4.2 – Principe de la scintillation

Les scintillateurs plastiques appartiennent à la famille des scintillateurs organiques. Ils sont obtenus à partir d'un polymère solide dans lequel un soluté de composés scintillants est inclus. Ces scintillateurs sont formés à partir de cycles benzéniques, qui ont la propriété de posséder des électrons délocalisés sur l'orbitale π . L'émission de lumière provient de la désexcitation rapide de ces électrons qui s'accompagne d'un photon de fluorescence après excitation.

La mesure de l'énergie d'une particule pénétrant dans le scintillateur repose sur cette fluorescence. Le nombre de molécules excitées dans le scintillateur est proportionnel à l'énergie de la particule incidente. Le transfert d'énergie entre cette particule et la molécule scintillante peut se faire soit directement, soit par l'intermédiaire d'un solvant. Un scintillateur plastique possède usuellement un polymère comme solvant et deux solutés. Lorsqu'elle traverse le milieu scintillant, la particule excite les molécules de solvant, lesquels émettent de la lumière. Cependant, la longueur d'onde de cette lumière est trop faible pour être détectée de façon optimale. On peut augmenter cette longueur d'onde en provoquant l'absorption du photon émis par un soluté, qui va réémettre à une longueur d'onde plus grande. Un second soluté va permettre d'augmenter encore cette longueur d'onde pour l'adapter au photomultiplicateur utilisé pour la mesure de l'énergie.

2.4.3 - Caractéristiques du scintillateur

Le choix de la collaboration s'est porté sur le scintillateur plastique pour le calorimètre. Le scintillateur plastique présente de nombreux avantages. Tout d'abord, il est très faiblement radioactif, ce qui le rend particulièrement adapté à l'expérience. Ensuite, sa manipulation est aisée. La rétrodiffusion des particules incidentes sur le scintillateur plastique étant faible, on va optimiser leur détection. L'institut INR de Kiev - Kharkov (Ukraine) a été chargé de la production des 480 blocs de scintillateur des pétales, et le Joint Institute for Nuclear Research (JINR), de celles des 1460 blocs des murs. Le solvant utilisé pour la réalisation des scintillateurs est le polystyrène. Le soluté utilisé dans le scintillateur est le p-Terphenyl (PTP) et de la longueur d'onde est décalée par du 1.4-di-(5-phényl-2-oxazolyl)-benzène (POPOP). Après des études menées dans les deux laboratoires, les fractions en masse des composants polystyrène, PTP et POPOP ont été choisies. Elles sont respectivement de

98,75 %, 1,2 % et 0,05 % pour les blocs des pétales, et de 98,49 %, 1,5 % et 0,01 % pour les blocs des murs.

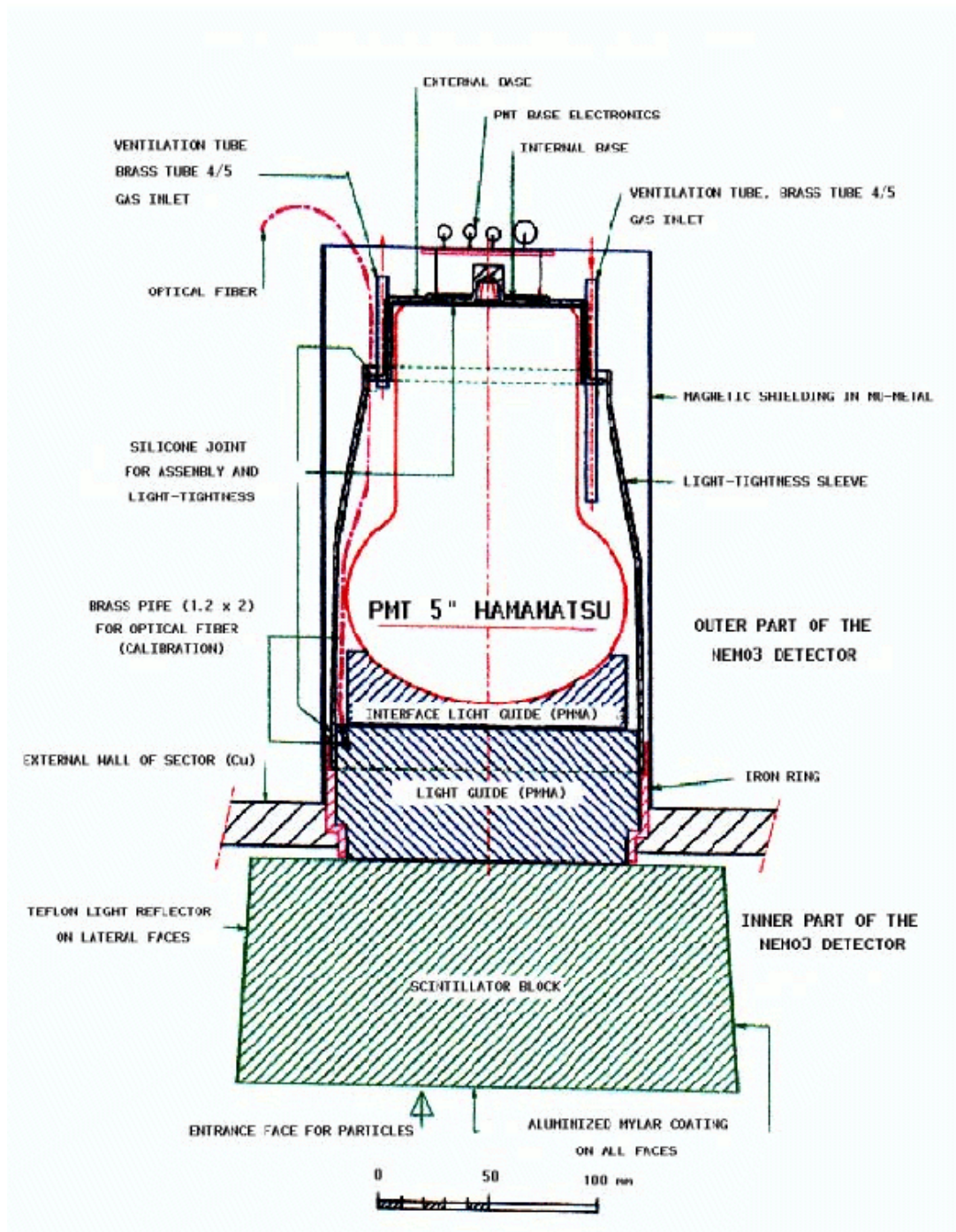


Fig. 2.8 : Schéma en coupe d'un compteur 5 pouces.

Parmi les blocs réalisés, un ensemble de scintillateurs présentant la meilleure résolution en énergie $\sigma(E)/E$ a été sélectionné. La résolution moyenne est respectivement de 5,1 % et 5,5 % (σ) à 1 MeV pour le mur interne et le mur externe. Le scintillateur génère des électrons d'une longueur d'onde moyenne de 420 nm. Le facteur de transmission de la lumière pour cette longueur d'onde est supérieur à 70 % (voir Fig. 2.9).

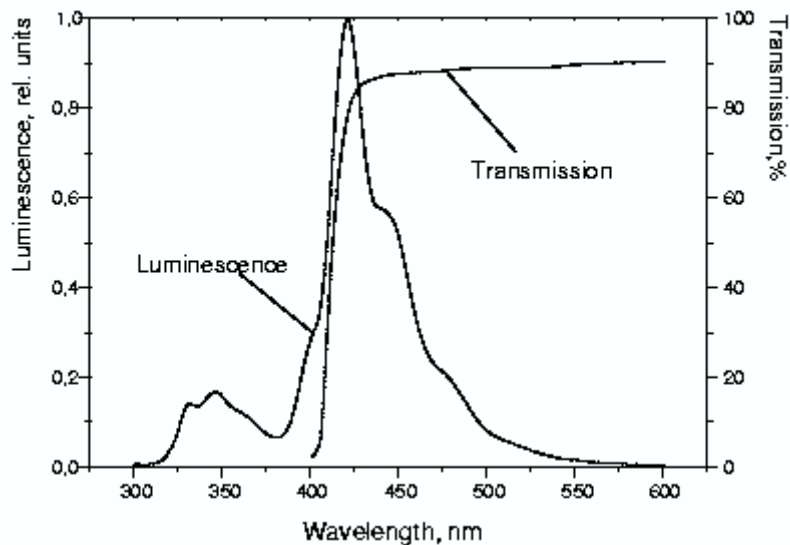


Fig. 2.9 : Spectres en longueur d'onde de luminescence et de transmission d'un scintillateur de même composition chimique que dans NEMO3.

Comme pour l'ensemble des matériaux du détecteur, la radiopureté du scintillateur a été mesurée avec des détecteurs HPGe. Les activités en ^{214}Bi et ^{208}Tl sont respectivement 430 et 60 fois moindres que celles des PM basse radioactivité utilisés conjointement (voir table 2.5) au sein d'un compteur.

La face d'entrée est recouverte par du mylar aluminisé pour améliorer la collection de photons et protéger les scintillateurs de la lumière UV produite dans le trajectographe. Les quatre faces latérales des blocs ont été recouvertes de cinq couches de Teflon de $70\ \mu\text{m}$ d'épaisseur afin d'augmenter l'efficacité de collection de la lumière de scintillation. La résolution en énergie et la position du pic à 1 MeV ont été vérifiées pour plusieurs localisations sur la face d'entrée du bloc avec un spectromètre à électrons en utilisant une source de ^{90}Sr . Le spectromètre a une résolution en énergie intrinsèque de 0,6 %. Ce test a permis l'identification et le rejet des blocs présentant des inhomogénéités.

2.4.4 – Principe de fonctionnement d'un tube photomultiplicateur

Un tube photomultiplicateur permet de transformer la lumière produite dans le scintillateur en un signal électrique qui pourra être mesuré.

Un photomultiplicateur est constitué d'une photocathode, d'une électrode de focalisation, d'une structure multiplicatrice d'électrons et d'une électrode de collection. Tous ces éléments sont placés dans un tube sous vide (cf. figure 2.10).

La photocathode convertit les photons produits dans le scintillateur en électrons par effet photoélectrique. Elle consiste en un dépôt de matériau semi-conducteur photoémissif, placé derrière la fenêtre d'entrée du PM. L'efficacité quantique de la photocathode dépend de la longueur d'onde des photons incidents et est définie comme le rapport du nombre de

photoélectrons créés sur le nombre de photons de longueur d'onde λ incidents. Il est nécessaire que le scintillateur couplé avec le photomultiplicateur optimise l'efficacité quantique.

Les électrons émis par la photocathode sont accélérés par l'électrode de focalisation. Leur trajectoire est modifiée de façon à obtenir une focalisation sur la première dynode de la structure multiplicatrice d'électrons. Cette structure est composée d'une succession de dynodes soumise à un champ électrique. Au niveau de la première dynode, les électrons subissent un processus d'émission secondaire qui produit de nouveau électrons de basse énergie. Ces électrons vont être accélérés par le champ électrique, puis subir le processus d'émission secondaire à la dynode suivante. Ce phénomène va se répéter pour toutes les dynodes. Les dynodes sont de couches minces de semi-conducteurs ou d'isolants.

En sortie de la structure multiplicatrice, les électrons sont collectés par l'anode qui transmet un signal électrique vers l'extérieur. Le gain G d'un photomultiplicateur est :

$$G = \varepsilon_0 \prod_{i=1}^N \delta_i \varepsilon_i \quad (2.3)$$

où ε_0 désigne l'efficacité de collection de la première dynode. Le coefficient δ_i correspond au coefficient d'émission secondaire, et ε_i est l'efficacité de collection de la $i^{\text{ème}}$ dynode.

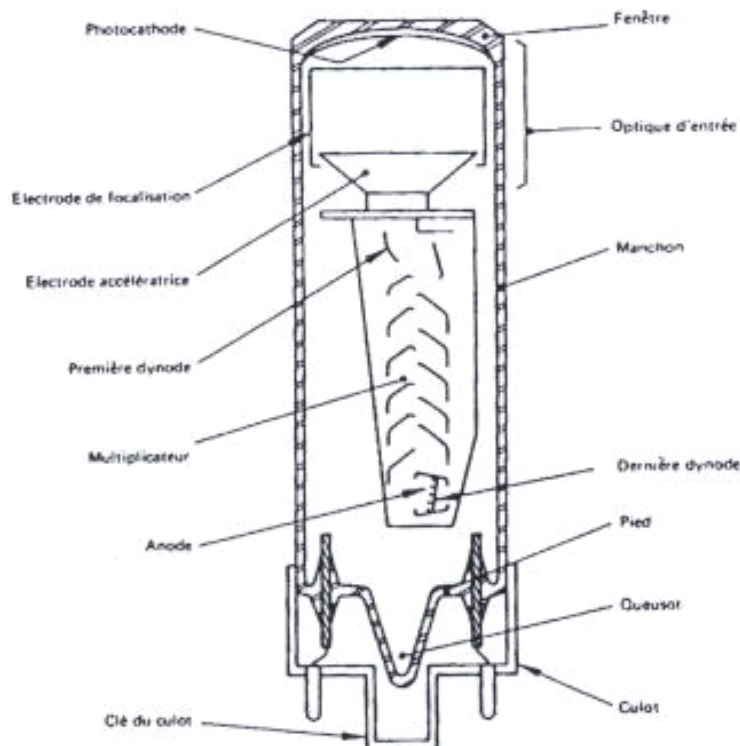


Fig. 2.10 : Structure d'un tube photomultiplicateur.

2.4.5 - Caractéristiques des tubes photomultiplicateurs

Les critères de choix des photomultiplicateurs employés dans le détecteur NEMO3 ont été leur radioactivité et leur résolution en énergie et en temps. L'entreprise Hamamatsu a été choisie pour produire les PM de NEMO3, leur verre étant de 100 à 1000 fois plus pur que le verre ordinaire (voir section 4.3.2).

Des photomultiplicateurs de diamètre 3 pouces et 5 pouces ont été choisis. Les 1040 PM de diamètre 3 pouces ont pour référence R6091, ils ont 12 dynodes et une photocathode plane. Les 900 PM 5 pouces, de type R6594, ont 10 dynodes et une photocathode hémisphérique.

Les PM Hamamatsu ont été choisis non seulement pour leur faible bruit de fond, mais aussi pour leurs performances (résolution en énergie et en temps). Une station de test utilisant une lampe H2 a été développée à l'IREs. Les résolutions en énergie et en temps moyennes mesurées à 1 MeV sont de 4 % et 250 ps. La linéarité de la réponse des PM a été étudiée pour des énergies entre 0 et 12 MeV : les défauts de linéarité sont inférieurs à 1 % entre 0 et 4 MeV.

2.4.6 – L'association scintillateur-photomultiplicateur

Les blocs de scintillateur et les photomultiplicateurs ont été adaptés avec un guide de lumière qui assure la continuité de l'indice. Le PMMA (polyméthacrylate de méthyle) assure cette fonction. La transmission de lumière à travers le guide est de 98 % pour une longueur d'onde entre 380 et 420 nm. De plus, le PMMA permet la traversée de la structure en cuivre et isole le photomultiplicateur de l'hélium présent dans le trajectographe.

2.4.7 – L'alimentation des photomultiplicateurs

Les photomultiplicateurs sont alimentés par des cartes haute tension C.A.E.N. A938 centralisées dans 3 châssis. Les châssis contiennent huit ou neuf cartes. Chacune des cartes haute-tension a 24 voies. Sur chaque voie sont connectés 3 photomultiplicateurs. La haute tension est ajustée individuellement grâce à des ponts diviseurs de tension réglables avec des résistances amovibles placées sur des cartes dites de répartition.

2.5 - Les blindages et la bobine

Des particules d'origine extérieures au détecteur peuvent engendrer un bruit de fond pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrino. Il s'est donc imposé comme une nécessité de mettre en œuvre des dispositifs spécifiques réalisés dans des matériaux sélectionnés pour leur radiopureté.

2.5.1 – La localisation de l’expérience au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM)

Le LSM est situé sous 1800 m de roche qui équivalent à 4800 m d’eau (Fig. 2.11). A une telle profondeur, le flux de muons est réduit d’un facteur 3.10^6 par rapport au niveau de la mer. Le flux de muons dans le laboratoire est donc de l’ordre de 4 muons par jour et par m^2 (Fig. 2.12).

Protéger le détecteur du rayonnement cosmique est primordial, il générerait un nombre d’évènements de bruit de fond trop important. L’interaction des muons dans ou autour du détecteur peut créer des particules chargées, des neutrons, et des photons qui peuvent être à l’origine d’évènements imitant un processus double bêta lorsqu’ils interagissent avec la source. Au Laboratoire. Le flux de muons dans le laboratoire étant très faible, ils auront une contribution au bruit de fond négligeable.

Le flux de neutrons dans le laboratoire est de trois ordres de grandeur inférieur à celui au niveau de la mer. Les flux de neutrons mesurés dans le LSM sont de $(1,6\pm 0,1).10^{-6}$ neutrons. $s^{-1}.cm^{-2}$ pour les neutrons thermiques et de $(4,0\pm 0,1).10^{-6}$ neutrons. $s^{-1}.cm^{-2}$ pour les neutrons rapides [41].

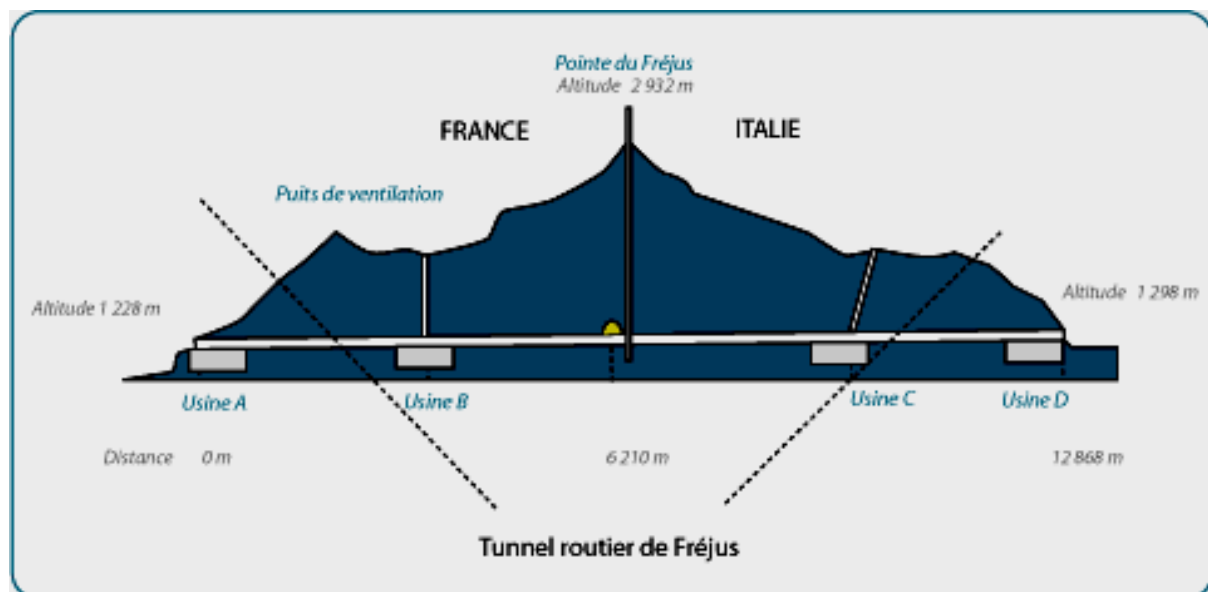


Fig. 2.11 : Schéma de situation du Laboratoire souterrain de Modane.

Le flux de rayonnements γ dans le LSM a été mesuré avec un détecteur NaI bas bruit de fond [42] :

- En dessous de 4 MeV, la radioactivité naturelle domine. Le flux de rayonnements γ émis par le ^{40}K (à 1,46 MeV) et le ^{208}Tl (à une énergie de 2,61 MeV) mesurés sont respectivement de $0,1 \gamma. s^{-1}.cm^{-2}$ et de $4 \gamma. s^{-1}.cm^{-2}$.
- La principale origine de rayonnements γ entre 6 MeV et 10 MeV est la capture radiative des neutrons. Son flux est de $(3,2 \pm 0,9).10^{-6} \gamma. s^{-1}.cm^{-2}$.

- Au dessus de 10 MeV, les rayonnements γ proviennent du bremsstrahlung des muons. Le flux mesuré entre 10 et 32MeV est alors beaucoup plus faible et vaut $(1,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-8} \gamma \cdot s^{-1} \cdot cm^{-2}$.

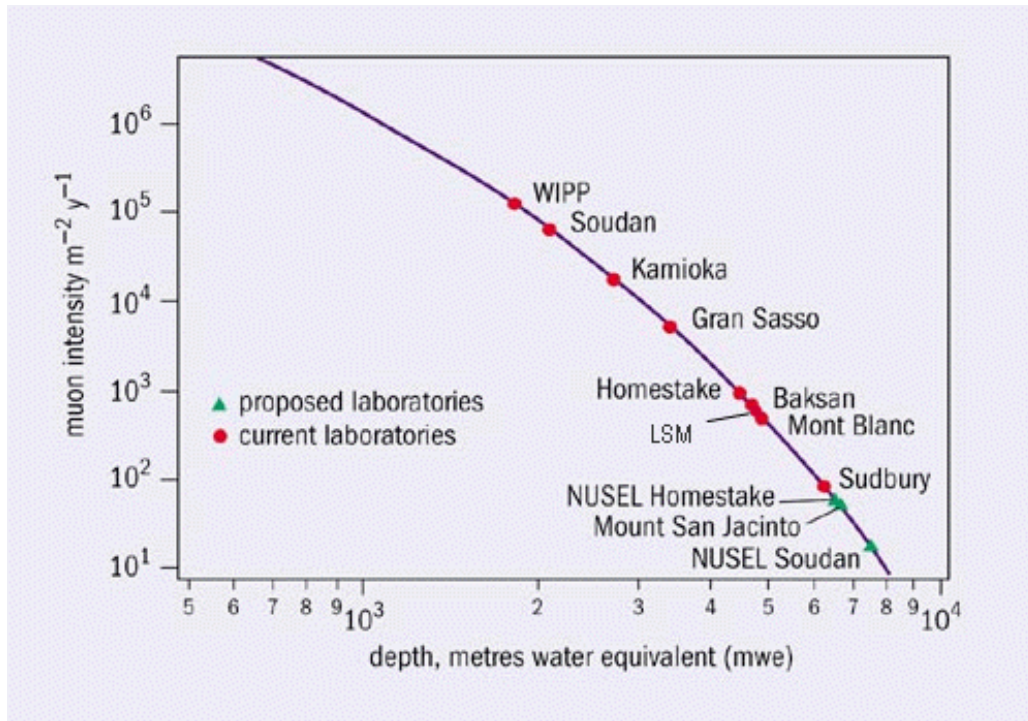


Fig. 2.12 : Intensité des muons cosmiques en fonction de la profondeur de différents laboratoires souterrains. La profondeur est exprimée en mètre équivalent eau.

2.5.2 - La bobine

La simulation de neutrons rapides présents dans le laboratoire et pénétrant dans le détecteur avec un blindage de fer de 20 cm a été réalisée [43]. Elle montre que les rayonnements γ issus de la capture radiative des neutrons créent dans 83 % des cas des événements (e^+ , e^-) (accompagnés ou non de rayonnements γ) et dans 4 % des cas des événements ($e^- e^-$) au niveau des sources pour une énergie totale supérieure comprise entre 2,75 MeV et 3,2 MeV. Il est donc nécessaire de pouvoir distinguer ces deux types d'évènements l'un de l'autre. Un champ magnétique de 25 G est généré par une bobine entourant le détecteur.

2.5.3 - Le blindage de fer

Le blindage de fer a pour fonction de réduire le bruit de fond induit par les rayonnements γ présents dans le laboratoire. Son épaisseur de 18 cm réduit significativement la pénétration des rayonnements γ dans le détecteur. De plus, ce blindage arrête les neutrons thermiques du laboratoire dans les premiers centimètres de fer, et les rayonnements γ émis par capture radiative sont arrêtés par l'épaisseur de fer restante. Le blindage de fer entoure tout le

détecteur et recouvre les pétales. Ce sont au total 165 tonnes de fer qui composent ce blindage.

2.5.4 - Le blindage neutron

Afin de réduire les événements (e^+ , e^-) non rejetés par une mesure de la courbure des traces, et les événements (e^+ , e^-) créés par les rayonnements γ issus de la capture radiative des neutrons, un blindage contre les neutrons a été installé autour du détecteur. Le blindage se compose de trois parties. La première, un disque de paraffine de 20 cm d'épaisseur, se trouve sous la tour centrale du détecteur. Des réservoirs de 35 cm d'épaisseur contenant de l'eau borée entourent le détecteur. Les espaces entre les réservoirs sont comblés par des pièces de bois de 28 cm d'épaisseur. Les parties haute et basse du blindage contre les neutrons sont constituées d'une épaisseur de 28 cm de bois également. Le bois était plus commode à mettre en œuvre pour blinder ces parties du détecteur.

2.5.5 - La tente anti-radon

Les gaz radon et thoron se trouvent dans l'air du laboratoire. Ils sont produits dans la roche et diffusent à travers elle. Pour des expériences bas bruit de fond, la présence de ces gaz dans le laboratoire doit être contrôlée et maîtrisée. Le LSM possède donc un système de ventilation qui permet de limiter l'activité en radon dans l'air à environ 15 Bq/m³ par le renouvellement du volume 1,5 fois par heure.

Lors de la phase I de l'expérience, on a mesuré une activité en radon trop forte dans le détecteur. Cette activité a été mise en évidence par la mesure à la sortie du gaz de la chambre à fils avec un détecteur de radon et par l'analyse des données expérimentales correspondant à l'effet Bi-Po (émission d'un électron par le ²¹⁴Bi, puis émission d'une particule α retardée par son descendant le ²¹⁴Po). Le radon était le bruit de fond majoritaire pour la recherche du processus $\beta\beta_{0\nu}$, avec une contribution d'un événement par an et par kilogramme. Il devait donc être réduit au moins d'un facteur 10.

La réduction du radon dans NEMO3 nécessite le contrôle de la qualité de l'air autour du détecteur. Une tente étanche a donc été construite dans laquelle de l'air sans radon est injecté. L'air insufflé est purifié dans une usine dont le principe est celui développé pour l'expérience Super Kamiokande [44]. Pour le purifier, on fait transiter l'air du laboratoire sous pression (7 bars) dans du charbon actif refroidi à -50 °C. Le radon contenu dans l'air est piégé dans le charbon, et il s'y désintègre. L'air sans radon obtenu est injecté dans la tente disposée autour du détecteur. Après installation de la tente anti-radon, l'air contenu à l'intérieur des blindages a une activité de 20 mBq/m³ en radon.

2.6 - Les étalonnages en énergie et en temps des compteurs

Pour mesurer avec précision une énergie à la valeur $Q_{\beta\beta}$, une procédure d'étalonnage a été établie. Elle repose sur l'utilisation de sources radioactives qui peuvent être introduites dans le détecteur pour des sessions d'acquisition de données spécifiques à l'étalonnage. Ces

sessions ont lieu toutes les trois semaines. Le suivi quotidien de la stabilité des compteurs est assuré par un système d'étalonnage laser.

Les informations temporelles fournies par le calorimètre sont utilisées pour discriminer les événements d'origine interne et externe à la source. Les décalages en temps pour chacun des 1940 compteurs sont déterminés grâce aux coïncidences de particules provenant de sources radioactives de ^{60}Co . Les temps de vol des particules doivent également être corrigés de certains effets comme une correction des amplitudes en raison de l'utilisation de discriminateurs à front de montée (appelée correction temps-énergie). Ces corrections sont également étudiées avec le système de suivi laser.

2.6.1 - L'étalonnage avec des sources radioactives

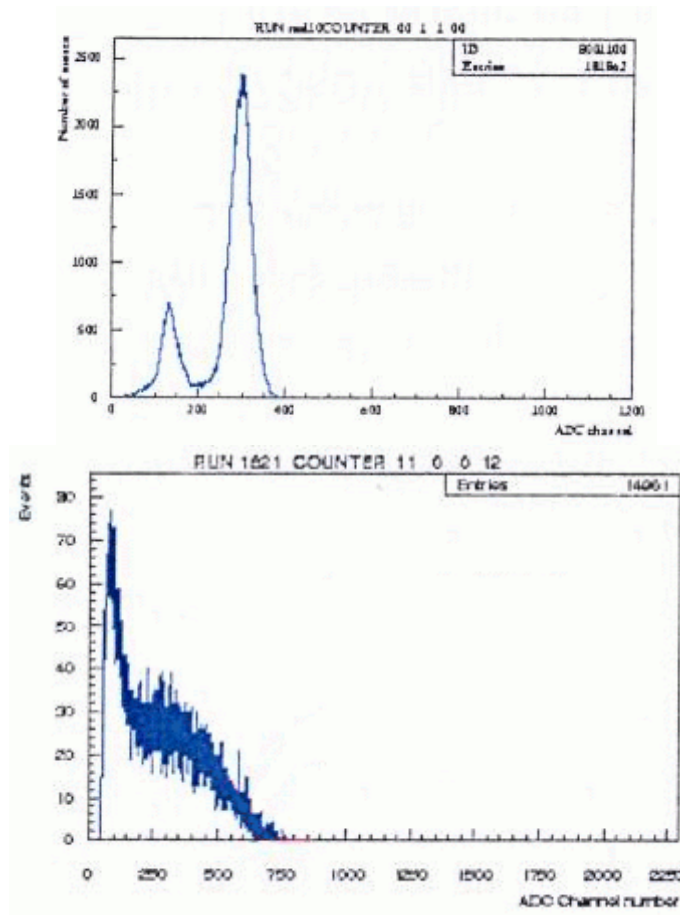
Chacun des 20 secteurs est équipé d'un tube vertical en cuivre placé le long de la source (Fig. 2.3) possédant trois paires de fenêtres en kapton. Pour chacune des paires, une fenêtre est tournée vers le mur interne, et l'autre vers le mur externe. Les dimensions et les positions des sources ont été choisies de façon à obtenir une illumination uniforme des blocs de scintillateur par les trois sources radioactives placées dans le tube. Les sources sont introduites par le haut du tube, uniquement pour les sessions d'acquisition dédiées à la calibration et retirées aussitôt après.

La calibration en énergie des compteurs nécessite l'utilisation d'une source émettrice d'électrons. Des sources de ^{207}Bi et de ^{90}Sr ont été choisies. La première fournit des électrons de conversion d'énergie 482 ou 976 keV utilisables pour la calibration jusqu'à 1,5 MeV. Pour les énergies jusqu'à 3 MeV et au-delà, on utilise les électrons émis par le ^{90}Y (descendant du ^{90}Sr), et en particulier ceux qui se trouvent en fin de spectre de désintégration β^- (2,283 MeV). Les spectres en énergie des électrons émis par une source de ^{207}Bi et de ^{90}Sr sont présentés dans la figure 2.13.

L'étalonnage en temps est effectué à l'aide d'une source de ^{60}Co , qui émet deux rayonnements γ en coïncidence à des énergies de 1332 keV et 1173 keV. Les spectres des différences des temps d'arrivée sont enregistrés pour estimer les retards relatifs des 1940 canaux. Ce type d'étalonnage se fait sans l'activation du détecteur de traces, ce qui permet d'utiliser des sources intenses. Activer le détecteur de traces dans ces conditions accélérerait son vieillissement.

2.6.2 - Le système de suivi laser

Dans une expérience comme NEMO3, qui requiert une stabilité des compteurs sur plusieurs années, il est de la plus haute importance de pouvoir effectuer des contrôles des gains des photomultiplicateurs régulièrement. Le système de suivi laser (Fig. 2.14) répond à ce besoin et permet une surveillance quotidienne des calibrations en énergie et en temps qui permet le calcul de corrections. Le suivi des gains se fait en étudiant la position du pic en énergie correspondant à l'émission de lasers. Des mesures de linéarité sont également effectuées entre 0 et 12 MeV, et la relation temps-énergie est déterminée. Pour effectuer ces diverses opérations, il est nécessaire, il est nécessaire que le signal laser reproduise celui créé par les électrons. La lumière émise par le laser doit donc être connue très précisément et doit être stable pendant les mesures.



Spectre des électrons émis par une source de ^{207}Bi . Les pics correspondent respectivement aux électrons de 482 keV et 976 keV.

Spectre des électrons émis par une source de ^{90}Sr . Le pic correspond aux électrons émis lors de la désintégration du ^{90}Sr vers le ^{90}Y ($Q_\beta = 546\text{keV}$). La partie haute du spectre correspond aux électrons émis lors de la désintégration du ^{90}Y vers le ^{90}Zr ($Q_\beta = 2283\text{keV}$).

Fig. 2.36 : Spectres des électrons émis par une source de ^{207}Bi (en haut) et de ^{90}Sr (en bas).

Deux lasers sont utilisés. Le laser dit « NEMO3 » est un laser à azote de longueur d'onde (337 ± 15) nm à cartouche semi-scellée. Il délivre des impulsions de 300 ps et fonctionne à une fréquence de 10 Hz. Le laser NEMO2 est un laser à azote à cartouche scellée. Il fournit également une longueur d'onde de 337 nm. Les impulsions délivrées sont de 4 ns.

Le faisceau émis par le laser est séparé en deux. Le premier faisceau est envoyé sur une photodiode utilisée pour déclencher l'acquisition des données laser. Le second faisceau traverse deux filtres optiques insérés pour mesurer la linéarité jusqu'à 12 MeV et déterminer la relation temps-énergie. La lumière est ensuite envoyée vers les PM 3 pouces et les PM 5 pouces au moyen de fibres optiques.

Pour adapter la lumière au détecteur, la longueur d'onde fournie par le laser doit être décalée jusqu'à 425 nm. On emploie pour cela une boule de scintillateur entourée de teflon et d'aluminium pour augmenter les réflexions. Ce scintillateur permet de mettre en forme les signaux, c'est-à-dire de donner aux signaux obtenus avec le laser une forme identique à celle des signaux produits par les électrons provenant du ^{207}Bi . Pour ajuster la forme des signaux à celle des photomultiplicateurs 5 pouces et 3 pouces, deux boules de diamètres différents sont utilisées.

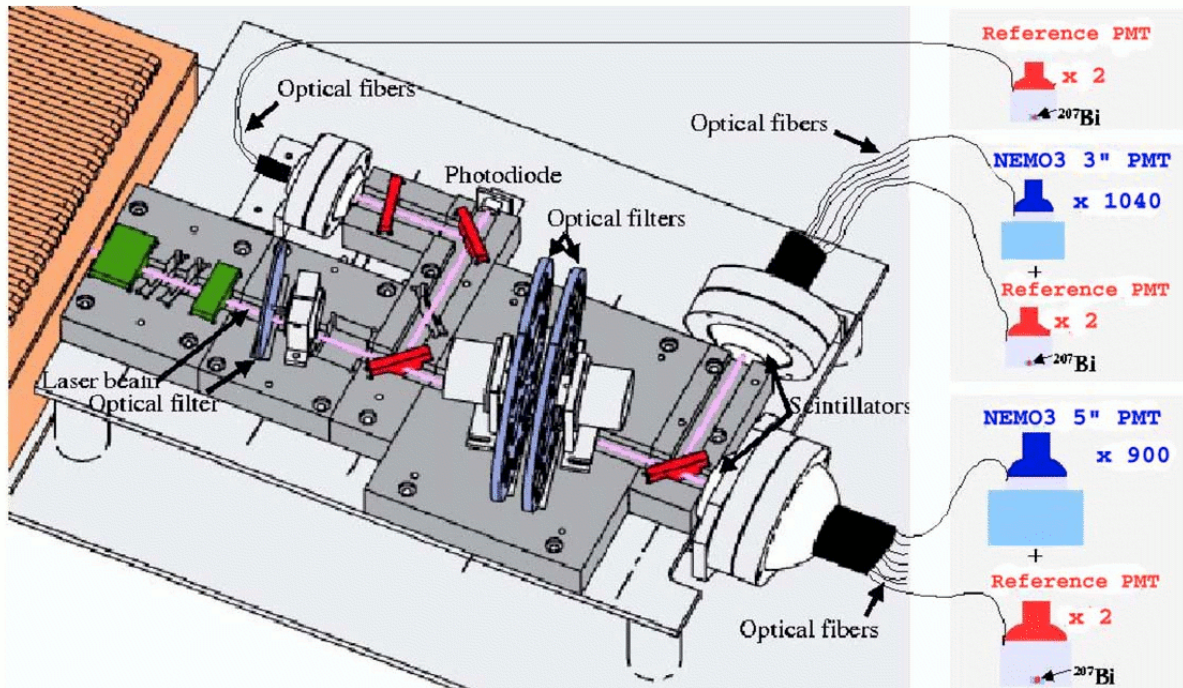


Fig. 2.14 : Schéma du dispositif de suivi laser.

La lumière est envoyée sur le PM grâce à une fibre optique. Selon leur position sur la boule de scintillateur, les fibres ne vont pas toutes recevoir la même quantité de lumière. De plus, la qualité du contact entre les fibres et les photomultiplicateurs peut occasionner des disparités supplémentaires. Cette différence d'intensité lumineuse reçue par les PM doit être corrigée. Des dispositifs équilibreurs sont utilisés à cet effet. Chaque compteur est équipé d'un équilibreur individuel qui permet d'ajuster la lumière à une énergie voisine de 1 MeV en agissant sur la distance séparant la fibre d'une seconde fibre connectée directement sur le guide de lumière du PM.

Pour étalonner les compteurs à l'aide de la lumière laser, il faut s'affranchir des variations de celle-ci. On utilise pour cela 6 compteurs de référence équipés d'une source de ^{207}Bi : les énergies des impulsions laser et des électrons de conversion interne de 976 keV du ^{207}Bi sont mesurées en même temps. Parmi ces compteurs, 2 sont placés au même niveau que la photodiode. Les autres sont placés en aval des scintillateurs de mise en forme et permettent de contrôler la lumière transmises aux compteurs 3 pouces et 5 pouces du détecteur. Ces photomultiplicateurs sont placés dans une armoire sous le détecteur.

Des sessions d'acquisition dédiées au suivi laser sont effectuées quotidiennement. La procédure associée est:

- Mise en route du laser, suivie d'un temps d'attente pour sa stabilisation. La présence de la haute tension, la fréquence du laser et la pression sont contrôlées.
- Stop de l'acquisition $\beta\beta$ et changement de déclencheur
- Mesure des piédestaux des 1946 compteurs
- Acquisition des événements laser et ^{207}Bi

- Extinction du laser

Les paramètres mesurés lors de cette procédure permettent de déterminer les corrections en énergie journalières pour chaque compteur, dont le principe est exposé à la section 3.3.3.

2.7 - L'acquisition de données

Le système d'acquisition de données du détecteur NEMO3 déclenche la prise de données en combinant des informations provenant du détecteur de traces et du calorimètre. Il est suffisamment flexible pour répondre à contraintes imposées par des étalonnages et des tests en plus de l'acquisition de données $\beta\beta$. La prise de données doit pouvoir être déclenchée pour les types d'évènements suivants :

- Evènements provenant du calorimètre.
- Evènements provenant du détecteur de traces.
- Evènements provenant du calorimètre et du détecteur de traces, avec une cohésion en temps, et en position.

2.7.1 - L'électronique d'acquisition du calorimètre

Le détecteur est divisé en 40 demi-secteurs : chaque secteur comprend un demi-secteur « intérieur » (intérieur au cylindre formé par les feuilles-sources) et un demi-secteur extérieur (à l'extérieur du cylindre de sources). Il y a une carte mère d'acquisition par demi-secteur. Ces cartes sont placées dans des châssis VME.

Les cartes mères supportent 46 ou 51 cartes filles analog-NEMO (ANEMO). Les cartes ANEMO possèdent un seuil haut et un seuil bas avec des discriminateurs à front de montée. Si le signal provenant d'un PM excède le seuil bas, une mesure de TDC (temps) commence, ainsi qu'une intégration de charge pendant 80 ns. Si le seuil haut est atteint, un signal correspondant au déclenchement du PM est envoyé à la carte mère, qui va fournir un signal qui reflète la multiplicité (nombre de PM déclenchés) dans le demi-secteur au système de déclenchement (ou trigger). Si la multiplicité requise est atteinte, le trigger envoie un signal « STOP-PM » sur tous les canaux de l'électronique du calorimètre. Les données de la mesure de TDC et de l'intégration de charge (ADC) sont alors enregistrées et numérisées. La conversion analogique-numérique est assurée par deux convertisseurs en 12 bits de résolutions 0,36 pC par canal en énergie (environ 3 keV par canal) et 53 ps par canal en temps. La charge maximale est donc de 12 MeV et le temps, 200 ns.

Si le seuil bas de la carte ANEMO est atteint, mais pas le seuil haut, la voie est remise à zéro au bout de 200 ns.

2.7.2 - L'électronique du détecteur de traces

L'électronique du détecteur de traces comprend des cartes d'acquisition en plus des cartes de répartition (section 2.3.3). Les cartes d'acquisition amplifient et discriminent les

signaux provenant des cartes de répartition, et permettent la mesure des temps associés aux signaux anodique et cathodiques.

L'électronique du calorimètre est gérée par secteur. Chaque secteur est muni de 8 cartes de répartition avec 15 cartes filles chacune. Cinq de ces cartes-filles sont utilisées pour les signaux anodiques, et 10 pour les signaux cathodiques. Chaque carte mère prend en charge 40 cellules Geiger. Les signaux issus des cellules sont traités par 10 ASIC (Application Specific Integrated Circuit) analogiques et 10 ASIC numériques. Les ASIC analogiques amplifient les signaux d'un facteur 60 et les comparent aux seuils en tension de l'anode et des cathodes haute et basse. Les ASIC numériques mesurent les temps correspondants à l'anode et aux cathodes. Les temps TDC tdc_A , tdc_{LC} et tdc_{HC} sont obtenus respectivement pour l'anode, et les cathodes du bas et du haut de la cellule. Les ASIC numériques permettent également la mesure du temps TDC tdc_α des particules α retardées.

Le franchissement du seuil par le signal associé à l'anode déclenche l'intégration des signaux TDC sur toutes les voies. Les TDC cathodiques sont arrêtés par des signaux générés à l'arrivée du plasma au niveau des cathodes haute et basse.

Les temps de propagation du plasma le long des cellules Geiger s'expriment :

$$t_{LC} = [tdc_{LC} * 20] \text{ ns} \quad (2.4)$$

$$t_{HC} = [(tdc_{HC} * 20) - 17,5] \text{ ns} \quad (2.5)$$

La constante 17,5 ns est déduite de t_{HC} pour tenir compte de la différence de longueur des câbles des cathodes basses et hautes.

On doit distinguer deux cas pour la détermination du temps anodique (cf. section 2.7.3). Le premier cas est celui où le signal cathodique franchit son seuil avant que le système d'acquisition ne génère le signal STOP-A (signal généré quand le nombre de PM requis dans l'évènement est atteint). Le STOP-A arrête la mesure du TDC correspondant à l'anode. Le temps t_A s'exprime alors :

$$t_A = [(tdc_{max} - tdc_A) * 20] \text{ ns} \quad (2.6)$$

où tdc_{max} correspond à 6,14 μ s. Le second cas prend en compte l'émission de particules α retardées. Après le signal STOP-A, les cellules Geiger peuvent enregistrer des particules retardées pendant 704 μ s. Si le signal anodique est reçu dans cet intervalle de temps, le temps associé t_α est donné par

$$t_\alpha = [(tdc_{\alpha max} - tdc_\alpha) * 20] \text{ ns} \quad (2.7)$$

avec $tdc_{\alpha max}$ correspondant à 704 μ s.

2.7.3 - Le système d'acquisition

Le système d'acquisition centralise les données fournies par le calorimètre et le détecteur de traces et détermine si un évènement doit être enregistré ou rejeté.

Le système trigger reçoit un signal proportionnel au nombre de PM déclenché dans chacun des demi-secteurs du calorimètre. Ces 40 signaux sont alors sommés pour donner un signal analogique. Le trigger vérifie ensuite les informations fournies par le détecteur de traces. 360 canaux correspondant chacun à une rangée de cellules Geiger d'un secteur sont lus : la valeur logique 1 est associée à une rangée dont au moins une cellule a un signal anodique qui a atteint le seuil haut.

Le déclenchement de l'acquisition de données passe par deux niveaux successifs. Les opérations d'étalonnage en nécessitent un troisième.

Le niveau T1 du trigger consiste à identifier le nombre de PM déclenchés. Pour cela, le signal analogique somme des 40 signaux délivrés par le calorimètre. Si au bout de 20 ns après le franchissement du seuil haut du premier PM, le signal analogique traduit un nombre de PM déclenchés correspondant à la multiplicité minimale fixée par l'acquisition, le trigger génère un signal « STOP-PM ». Ce signal sert de référence par la suite et est déterminé avec une précision de moins de 150 ps.

Le niveau T2 du trigger utilise les informations délivrées par le trajectographe. Dans chaque demi-secteur, une reconstitution de trace est effectuée. La probabilité qu'un électron se propage dans plusieurs secteurs est grande et dans un second temps, les secteurs adjacents sont pris en compte dans la reconstruction de trace. Dans chaque demi-secteur, plusieurs motifs peuvent être identifiés :

- Aucune trace
- Une trace longue
- Une trace courte près de la source
- Une trace courte près d'un bloc de scintillateur

Des associations des motifs reconstitués dans deux secteurs adjacents permettent la détermination du nombre de traces de l'évènement (par exemple, une trace courte près de la source dans un secteur et une trace courte près d'un bloc de scintillateur dans le secteur adjacent définissent une trace).

Le niveau T3 est utilisé uniquement lors des procédures de calibration. Il consiste en la recherche de coïncidences entre les traces déterminées au niveau T2 et les PM déclenchés dans le demi-secteur correspondant. Dans une configuration d'étalonnage, le trigger sélectionne les traces correspondant aux électrons provenant des sources radioactives dans les tubes de calibration.

Dans la configuration propre à l'acquisition des données $\beta\beta$, seuls les deux premiers niveaux du trigger sont pris en compte (Fig. 2.15). Un signal « STOP-A » est envoyé à l'électronique d'acquisition du détecteur de traces 6,14 μs après le signal « STOP-PM ». Il démarre la numérisation des données correspondant aux PM. Les canaux des PM sont réinitialisés si la condition T2 n'est pas remplie avant l'émission du signal « STOP-A ». Un signal « STOP- α » 710 μs après le « STOP-PM » termine l'acquisition et permet l'intégration de signaux retardés pendant 704 μs après le « STOP-A ». Les informations provenant du détecteur de traces sont ensuite enregistrées et les canaux PM et Geiger sont réinitialisés. Le système d'acquisition trigger enregistre les événements où trois rangées Geiger consécutives sont touchées et un PM a été déclenché.

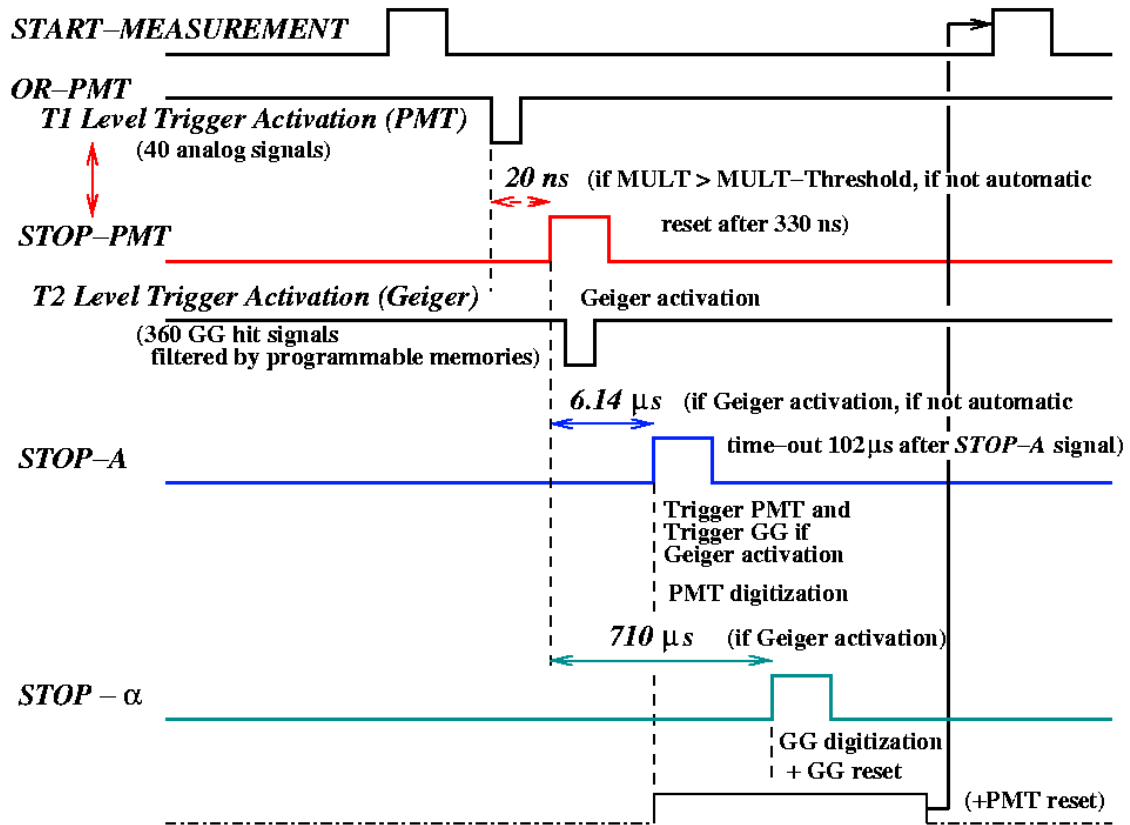


Fig. 2.15: Principe de fonctionnement du système d'acquisition trigger pour l'acquisition de données $\beta\beta$.

2.8 - Le suivi de l'expérience

Etant donnée la localisation du détecteur, il est nécessaire que le contrôle et le suivi de l'expérience soient possibles à distance. Deux PC dédiés situés dans le LSM le permettent. Chaque PC a une fonction différente. Le premier permet de contrôler le système d'alimentation en gaz du détecteur de traces, le courant dans la bobine et les hautes tensions appliquées aux cellules Geiger et aux photomultiplicateurs. Le second permet la gestion de l'acquisition de données, la mise en route ou l'arrêt des châssis et des cartes haute tension.

2.9 - La base de données de l'expérience NEMO3 : NEMO DB

Le système de gestion de base de données MySQL a été choisi pour l'expérience NEMO3. Le serveur principal de la base de données se trouve au centre de calcul de l'IN2P3 à Lyon. Les paramètres de calibration des photomultiplicateurs, les photomultiplicateurs et les cellules Geiger désactivées, ainsi que d'autres informations sur les conditions dans lesquelles l'acquisition de données a été effectuée sont sauvegardés dans cette base de données.

2.10 - Conclusion

Le détecteur NEMO3 a été conçu pour minimiser les bruits de fond du processus de double désintégration bêta sans émission de neutrinos. En plus des techniques mises en œuvre pour assurer une très basse contamination radioactive à ce détecteur, sa structure permet une mesure des différents bruits à partir des données de l'expérience.

Le détecteur est en phase d'acquisition de données depuis février 2003 pour une durée de cinq ans. L'équivalent d'une prise de données effective de plus de deux ans est désormais disponible pour l'analyse.

Chapitre 3

L'analyse des données de l'expérience NEMO3 : principe

Ce chapitre présente les outils de l'analyse des données expérimentales et simulées. Dans un premier temps, le programme de simulation développé par la collaboration, et plus spécifiquement son générateur d'évènements, sont décrits. Les données expérimentales consistent en un ensemble d'informations délivrées par le calorimètre et le détecteur de traces. Il est nécessaire de combiner ces informations et de les mettre en forme avant de procéder à leur analyse. Les données feront ainsi l'objet d'une reconstitution de la trajectoire des particules dans le détecteur, de l'énergie déposée dans le calorimètre, et enfin, de la détermination de la nature de ces particules. Nous verrons également le principe des corrections en énergie et en temps issues du suivi du calorimètre à l'aide du système laser décrit dans le chapitre précédent. La méthode d'analyse temporelle des évènements permettant de confirmer leur origine sur la source sera présentée.

3.1 – Les données de l'expérience NEMO3

3.1.1 – Les données expérimentales et simulées

L'analyse des données de l'expérience NEMO3 porte sur les données enregistrées par le détecteur, mais aussi sur les simulations effectuées pour identifier et mesurer les bruits de fond du signal recherché. Les données réelles et simulées sont stockées dans des fichiers NTUPLE au format HBOOK. Ce format de fichier permet d'enregistrer différents paramètres pour chacun des évènements qu'il contient.

Dans le cas des données enregistrées par le détecteur, un fichier correspond à une session de prise de données ou « run ». Un run peut avoir une durée allant jusqu'à environ 12 heures. L'acquisition a lieu 24 heures sur 24. Dans le cas de la simulation, un fichier correspond à un nombre d'évènements fixé par l'utilisateur.

Les paramètres enregistrés pour chaque évènement sont les suivants :

- La date et l'heure d'enregistrement de l'évènement
- Le numéro de l'évènement, ainsi que le numéro du « run » (dans le cas de la simulation, l'utilisateur fixe le numéro du run)
- Le nombre de compteurs qui ont mesuré une énergie et leur position dans le détecteur
- Le nombre de cellules Geiger déclenchées ainsi que leur position dans le détecteur
- Les valeurs de la charge et du temps mesurés par les compteurs
- Les informations temporelles associées au déclenchement des cellules Geiger

Ce format commun aux données réelles et aux données simulées permet de concevoir par la suite des programmes d'analyse communs aux deux types de données.

L'analyse des simulations peut être effectuée dans les conditions expérimentales d'acquisition de données. Les informations comme le nombre et la position des PM déconnectés à un instant donné, le nombre de cellules Geiger inactives et leur position, le gain des PM sont contenues dans la base de données. Lors de l'analyse, on extrait ces informations et supprime les éléments inactifs des évènements simulés, on ajuste le gain des PM sur les gains réels mesurés... Les conditions expérimentales sont ainsi reproduites dans l'analyse.

3.1.2 – Les périodes d'acquisition de données

La prise de données de l'expérience est divisée en deux phases. La phase I où le taux de radon constitue le bruit de fond le plus important pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrino. La phase II, dans laquelle le radon est négligeable grâce à l'injection d'air sans radon dans la tente installée autour du détecteur (cf. section 2.5.5). Les périodes correspondant à chacune des phases sont récapitulées dans le tableau 3.1

Phase	Dates
I	14/02/2003 – 19/09/2004
II	05/10/2004 – aujourd'hui

Table 3.1 : Les dates des deux périodes d'acquisition de données.

3.2 – Le programme de simulation

Les simulations Monte-Carlo sont réalisées à l'aide de l'outil de simulation NEMO 7.0 développé à l'IREs pour l'expérience. Cet outil s'appuie sur les logiciels GEANT 3 [45] et l'interface EUCLID-GEANT [46]. La structure mécanique du détecteur a été conçue avec le logiciel EUCLID. Pour pouvoir rendre compte au mieux de la géométrie du détecteur dans les simulations, l'interface EUCLID – GEANT a été utilisée pour la conversion des données d'EUCLID en données utilisables par GEANT 3.

De façon schématique, le logiciel NEMO 7.0 permet :

- la modélisation du détecteur NEMO3
- la génération de différents types d'évènements de signal et de bruit de fond
- le transport des particules générées dans le détecteur
- l'enregistrement du déclenchement des cellules Geiger de la chambre à fils et des photomultiplicateurs et leur réponse aux particules générées
- la reconstruction des évènements
- l'interface avec la base de données
- une visualisation graphique des évènements dans le détecteur

Le programme peut être utilisé dans un environnement Linux ou Unix. L'outil NEMO 7.0 nécessite l'installation des bibliothèques CERN cernlib [47], PAW [48], et PATCHY [49].

3.2.1 – Le générateur d'évènements GENBB

Le générateur d'évènements GENBB développé par la collaboration permet la simulation de différents types d'évènements : la double désintégration bêta, la décroissance des noyaux participant au bruit de fond, les sources d'étalonnage, les neutrons... Il fixe les paramètres cinématiques initiaux des particules dans le processus physique simulé, c'est-à-dire le nombre, le type de particules, et leur impulsion.

Le générateur GENBB peut simuler les différents types de processus de double décroissance bêta, c'est-à-dire aussi bien les processus de décroissance double bêta vers l'état fondamental que vers les états excités, que les différents mécanismes de décroissance double bêta sans émission de neutrinos (échange de neutrinos légers, courants droits, Majoron...). Le générateur contient les décroissances double bêta des 12 noyaux présentés dans la table 3.2.

$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	Etat fondamental, 2_1^+ , 2_2^+
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	Etat fondamental, 2_1^+ , 0_1^+ , 2_2^+
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	Etat fondamental, 2_1^+ , 2_2^+
$^{94}\text{Zr} \rightarrow ^{94}\text{Mo}$	Etat fondamental, 2_1^+
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	Etat fondamental, 2_1^+ , 0_1^+ , 2_2^+ , 2_3^+
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	Etat fondamental, 2_1^+ , 0_1^+ , 2_2^+ , 0_2^+
$^{114}\text{Cd} \rightarrow ^{114}\text{Sn}$	Etat fondamental
$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	Etat fondamental, 2_1^+ , 0_1^+ , 0_2^+ , 2_2^+ , 2_3^+
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	Etat fondamental, 2_1^+
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	Etat fondamental, 2_1^+ , 2_2^+ , 0_1^+
$^{148}\text{Nd} \rightarrow ^{148}\text{Sm}$	Etat fondamental, 2_1^+ , 2_2^+
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	Etat fondamental, 2_1^+ , 0_1^+ , 2_2^+ , 2_3^+ , 0_2^+

Table 3.2 : Les noyaux émetteurs 2β - pris en compte dans le générateur d'évènements GENBB du programme de simulation NEMO 7.0.

Ce générateur reproduit également la décroissance des noyaux qui contribuent au bruit de fond de la double désintégration bêta. Ces noyaux sont présentés dans la table 3.3. Les paramètres tels que la probabilité de décroissance des noyaux, les énergies des particules

émises, l'énergie des états excités et la probabilité de transition vers les états d'énergie plus basse sont pris en compte par le générateur GENBB pour chacun de ces noyaux.

La radioactivité naturelle des composants du détecteur peut ainsi être simulée, de même que des particules indépendantes (neutrons, photons, muons, électrons...) à des énergies et angles d'émission fixés par l'utilisateur. Le générateur permet aussi d'imposer des interactions particulières, par exemple la diffusion Möller des électrons, la diffusion Compton des photons...

^{208}Bi	$^{137}\text{Cs} + ^{137\text{m}}\text{Ba}$	^{22}Na	^{182}Ta
^{210}Bi	^{147}Eu	$^{234\text{m}}\text{Pa}$	^{207}Tl
$^{212}\text{Bi} + ^{212}\text{Po}$	^{146}Gd	^{211}Pb	^{208}Tl
$^{214}\text{Bi} + ^{214}\text{Po}$	^{182}Hf	^{212}Pb	^{88}Y
^{60}Co	^{40}K	^{90}Sr	^{90}Y
^{228}Ac	^{152}Eu	$^{207}\text{Bi} + ^{207\text{m}}\text{Pb}$	^{154}Eu

Table 3.3 : Les isotopes dont la décroissance radioactive peu être générée avec GENBB.

3.2.2 – Localisation des évènements simulés

Le logiciel NEMO 7.0 permet la génération de décroissances radioactives ou de particules dans les différentes parties du détecteur ou dans son environnement proche. Ceci permet donc aussi bien l'étude du signal que des bruits de fond. Le logiciel NEMO 7.0 propose différentes options pour le lieu de génération des processus dans le détecteur :

- dans les sources d'isotopes émetteurs double bêta, ce qui permet d'étudier les processus de type double bêta, ainsi que les contaminations internes de ces sources,
- à la surface des sources émettrices double bêta, pour l'étude des contaminations déposées sur elles,
- dans les tubes d'étalonnage placés entre chaque secteur pour simuler les sources d'étalonnage en énergie et en temps,
- dans le gaz du trajectographe,
- à la surface des cellules Geiger du trajectographe,
- à la surface du mylar recouvrant les blocs de scintillateur plastique,
- au niveau de la fenêtre en verre des photomultiplicateurs,
- dans le vide des photomultiplicateurs,
- dans le fer formant les pétales haut et bas,
- dans la tour centrale en inox du détecteur,
- dans le blindage de fer,
- dans les blindages d'eau et bois,
- dans l'air contenu entre le détecteur et son blindage de fer.

Il est également possible de fixer le lieu de génération des processus à l'extérieur du détecteur pour simuler notamment les bruits de fond liés aux neutrons et rayonnements γ produits dans le laboratoire.

L'utilisateur peut aussi choisir lui-même un point précis de génération en en fixant les coordonnées. Un tel point peut se trouver aussi bien à l'intérieur que dans l'environnement du détecteur.

3.3 - La reconstruction des évènements

Lors de la phase de reconstruction des évènements, plusieurs paramètres de l'évènement considéré sont déterminés. Ainsi, la trajectoire, l'énergie déposée dans le calorimètre par chaque particule de l'évènement que chacune sont obtenues. Ces paramètres sont calculés à partir des informations temporelles délivrées par les cellules de la chambre à fils, et des informations temps et énergie mesurées par les photomultiplicateurs. Ils permettront de déterminer les processus physiques à l'origine de l'évènement.

3.3.1 - La reconstitution de la trajectoire d'une particule

Comme le décrit la section 2.7.2, quatre signaux TDC sont obtenus pour les cellules Geiger : les TDC tdc_{LC} et tdc_{HC} pour les cathodes basse et haute, tdc_A pour l'anode et tdc_α pour les particules retardées. Selon les valeurs de ces quatre paramètres, chaque cellule Geiger déclenchée est rangée dans une des catégories suivantes : « en temps » déclenchée par une particule dans l'intervalle de temps suivant le dépôt d'énergie dans un PM, « retardée » si elle a été déclenchée dans l'intervalle de temps retardé dédié à l'étude des particules α , « redéclenchée » si la cellule a été déclenchée par une cellule voisine, ou s'est auto-déclenchée.

Lors de la reconstruction de la trace associée à une particule chargée, les cellules redéclenchées et bruyantes sont rejetées. On compte une ou deux cellules redéclenchées par évènement, et le nombre de cellules bruyantes est négligeable.

Deux algorithmes de reconstruction de traces sont appliqués sur les cellules Geiger conservées. Le premier concerne les cellules « en temps », et le second les cellules « retardées ». La reconstruction de traces à partir des cellules « en temps » fait appel à un algorithme d'automate cellulaire. L'algorithme de NEMO3 [50] utilise des segments consécutifs qui relient deux cellules activées dans des rangées voisines. Il produit plusieurs traces possibles qui sont caractérisées par leur nombre de segments, c'est-à-dire leur longueur, et les angles entre les différents segments. La solution retenue comme trace est sélectionnée selon deux critères : sa longueur (les traces les plus longues sont favorisées) et sa direction (les traces ne reviennent pas vers la source). La recherche des différentes solutions prend en compte le champ magnétique qui courbe les trajectoires. La trace est ajustée sur un arc de cercle qui donne sa courbure (fig. 3.1). Elle permet d'identifier le signe de la charge de la particule, et de distinguer un électron d'un positon.

Chacune des traces est extrapolée jusqu'à la source. L'intersection entre la source et la trace détermine la position du vertex d'émission. Les traces sont également extrapolées jusqu'à rencontrer le scintillateur d'un compteur déclenché du calorimètre, quand cela est possible. Cette extrapolation fournit la position du point d'entrée de la particule dans le scintillateur. On associe une trace correspondant à une particule avec un scintillateur seulement si au moins une cellule dans les deux rangées les plus proches du scintillateur a été déclenchée.

Le second algorithme intervient après la reconstruction des traces à partir des cellules déclenchées « en temps ». Il effectue une reconstruction de traces à partir des déclenchements retardés selon un principe similaire au premier algorithme. Une telle trace dite « retardée » est attribuée à une particule α . Dans un évènement où une trace « retardée » est présente, un algorithme vérifie l'hypothèse d'un effet Bi-Po. L'effet Bi-Po est l'émission d'un électron lors de la désintégration bêta du ^{214}Bi , suivie par l'émission d'une particule α retardée par le ^{214}Po (demi-vie : 164 μs). Les évènements compatibles avec l'hypothèse d'un effet Bi-Po sont rejetés lors de l'analyse.



Fig. 3.1 : La reconstruction d'une trace à partir des informations délivrées par les cellules déclenchées. A gauche, les cellules déclenchées sont représentées par des cercles dont le rayon correspond à la distance entre la cellule et la trajectoire de la particule. A droite, la trace est reconstruite. Un compteur ayant enregistré un dépôt d'énergie de 166 keV est également représenté par un rectangle rouge.

3.3.2 – L'identification des particules

Le détecteur NEMO3 permet l'identification des particules qui traversent son trajectographe. Cette identification est possible en combinant les informations fournies par le calorimètre et le détecteur de trace.

Les électrons

Un électron est caractérisé par une trace associée à un scintillateur pour lequel il existe un dépôt d'énergie. Ce scintillateur devra être isolé, c'est-à-dire n'avoir aucun compteur voisin également déclenché (voir fig. 3.2). Ce critère est appliqué afin d'écarter le cas où un électron sort d'un scintillateur pour entrer dans un scintillateur voisin : il serait impossible de corriger la perte d'énergie de l'électron dans l'habillage des faces latérales des scintillateurs. La trace devra présenter une courbure négative dans le champ magnétique du détecteur. Ce dernier critère permet de différencier électrons et positons. La probabilité pour qu'une trace de courbure négative soit identifiée comme une trace de courbure positive est de 3 % à 1 MeV et est inférieure à 4 % à 3 MeV.

Les rayonnements γ

Une particule neutre qui se propage dans la chambre à fils ne déclenche aucune cellule Geiger. Un rayonnement γ correspondra alors à un compteur enregistrant de l'énergie sans trace associée (voir fig. 3.2). Cependant, le photon diffusé peut à nouveau interagir dans les scintillateurs adjacents. La simulation a montré que cet effet était important. Pour le prendre en compte, deux compteurs adjacents déclenchés au même instant seront associés à un même photon, les temps de déclenchement de ces scintillateurs devant être compatibles en prenant leur résolution temporelle en compte.

Les particules α retardées

La chambre à fils permet de détecter les particules α retardées émises par le ^{214}Bi . Elles seront caractérisées par une trace courte, comme le montre la figure 3.2 (au maximum 30 cm pour une énergie de 7,7 MeV) et avec un retard de déclenchement correspondant à la période du ^{214}Po qui est de 164 μs .

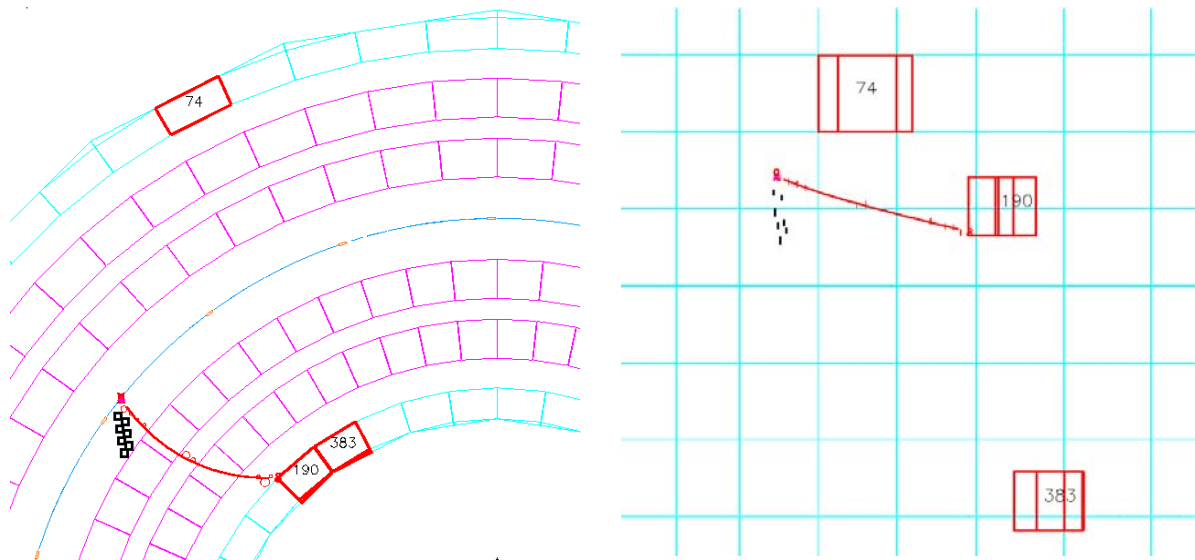


Fig. 3.2 : Un évènement reconstruit dans le détecteur NEMO3. La trace (en rouge) associée à un bloc de scintillateur dans lequel de l'énergie a été déposée correspond à un électron, chaque scintillateur isolé signe un rayonnement γ . Les carrés noirs formant un segment correspondent à la trace courte d'une particule α .
A gauche, le détecteur est vu de dessus. A droite, il est vu de côté.

3.3.3 - La reconstruction de l'énergie déposée dans le calorimètre

Principe de la reconstruction

La reconstruction de l'énergie déposée par les particules dans les scintillateurs se fait à partir des signaux analogiques numérisés ADC enregistrés (cf. section 2.7). Afin de convertir les valeurs des ADC en énergie, certains paramètres sont extraits de la base de données. Ces paramètres sont les constantes d'étalonnage en énergie (le gain absolu et la correction obtenue

grâce au système de suivi des gains par la lumière laser) ainsi que la valeur du piédestal des cartes d'acquisition.

La réponse d'un compteur dépend de la position du point d'entrée de l'électron dans le bloc de scintillateur. La position de ce point a été obtenue lors de la phase de reconstruction de la trace de l'électron. Un facteur de correction de l'énergie doit alors être appliqué en fonction du point d'entrée. Pour cela, on considère que la surface de la face avant de chaque bloc de scintillateur est divisée en 25 zones. Un facteur de correction de l'énergie est attribué à chacune de ces zones. La valeur de ce facteur est comprise entre 0 et 7 % suivant le type de bloc de scintillateur et sa position dans le calorimètre.

Finalement, l'énergie déposée dans un compteur s'exprime :

$$E = k(x,y) a_0 r_{\text{corr}} (Q-P) \quad (3.1)$$

où $k(x,y)$ désigne le facteur de correction dépendant de la position du point d'impact de la particule sur le scintillateur, a_0 le gain absolu, r_{corr} la correction obtenue par la méthode de suivi laser, définie par la suite, Q , la charge mesurée par le photomultiplicateur et P le piédestal de la carte d'acquisition associée au compteur.

Suivi des gains des photomultiplicateurs avec un laser

Rôle du système de suivi

Les étalonnages absolus des compteurs du calorimètre de NEMO3 avec des sources de ^{207}Bi sont réalisés toutes les trois semaines. Ils permettent de mesurer un gain absolu pour chacun des photomultiplicateurs. Entre ces étalonnages absolus, le gain de chacun des compteurs est suivi grâce au système laser (cf. section 2.6.2). Des prises de données dédiées à ce suivi sont effectuées quotidiennement. Un tel suivi permet d'estimer les variations des gains des photomultiplicateurs et de les corriger [51].

Les corrections laser e_{corr}

Le gain a d'un photomultiplicateur est obtenu à partir de la relation liant l'énergie à la charge mesurée :

$$E = a.C \quad (3.2)$$

où E désigne l'énergie des électrons émis par les sources de ^{207}Bi utilisées pour l'étalonnage absolu et C la charge collectée piédestal soustrait.

A un instant t_0 où un étalonnage absolu est effectué, un photomultiplicateur a un gain a_0 . Un étalonnage laser relatif réalisé au même instant mesure ce même gain pour le photomultiplicateur. L'énergie E_0 associée à la lumière laser mesurée est reliée à la charge collectée piédestal soustrait C_0 par :

$$E_0 = a_0.C_0 \quad (3.3)$$

Lors d'un étalonnage relatif ultérieur, à un temps t_1 , la lumière laser est envoyée au photomultiplicateur avec une énergie E_1 . La relation énergie – ADC donne :

$$E_1 = a_1 \cdot C_1 \quad (3.4)$$

avec C_1 la charge collectée et a_1 le gain mesuré lors de l'étalonnage au temps t_1 . Ce nouveau gain mesuré peut être défini comme le gain initial lors de l'étalonnage absolu a_0 assorti d'une correction e_{corr} telle que :

$$a_1 = e_{corr} \cdot a_0 \quad (3.5)$$

La correction e_{corr} peut s'exprimer en fonction des énergies E_0 et E_1 de la lumière laser et des charges collectées C_0 et C_1 :

$$e_{corr} = \frac{a_1}{a_0} = \frac{E_1}{E_0} \frac{C_0}{C_1} \quad (3.6)$$

Le rapport C_0/C_1 est déduit de l'analyse des spectres ADC laser d'un PM enregistrés aux instants t_0 et t_1 . Le rapport E_1/E_0 correspond à la variation de l'intensité de la lumière laser reçue lors des étalonnages relatifs. Il peut être calculé à partir des données fournies par des PM dits de référence dont le gain est contrôlé (cf. section 2.6.2 du chapitre détecteur). En effet, chacun de ces PM de référence est muni d'une source de ^{207}Bi qui émet des électrons de 976 keV : le rapport des positions des pics ADC correspondant à ces électrons pour deux prises de données laser permet d'estimer la variation du gain du PM de référence entre ces deux acquisitions. Ainsi, le rapport E_1/E_0 peut s'exprimer sous la forme :

$$\frac{E_1}{E_0} = \frac{C_1^{ref}}{C_0^{ref}} \frac{C_{Bi0}^{ref}}{C_{Bi1}^{ref}} \quad (3.7)$$

- C_{Bi0}^{ref} est la position du pic correspondant aux électrons de 976 keV du ^{207}Bi mesurée au temps t_0 pour un PM de référence, piédestal soustrait,
- C_0^{ref} est la position du pic laser mesuré pour ce même PM de référence à l'instant t_0 , piédestal soustrait,
- C_{Bi1}^{ref} est la position du pic correspondant aux électrons du ^{207}Bi mesurée au temps t_1 pour le PM de référence, piédestal soustrait,
- C_1^{ref} est la position du pic laser mesuré pour ce même PM de référence à l'instant t_1 , piédestal soustrait.

La correction e_{corr} est finalement égale à :

$$e_{corr} = \frac{C_1^{ref}}{C_0^{ref}} \frac{C_{Bi0}^{ref}}{C_{Bi1}^{ref}} \frac{C_0}{C_1} \quad (3.8)$$

L'étalonnage laser permet ainsi d'obtenir quotidiennement la correction e_{corr} à appliquer au gain absolu de chacun des PM du détecteur. Pour chacun des PM, deux

corrections e_{corr_1} et e_{corr_2} sont calculées. Ces corrections sont obtenues à partir des données laser correspondant à deux PM de référence. Il existe deux PM de référence « 3 pouces » pour le contrôle de la lumière laser envoyée vers les PM « 3 pouces » de NEMO3 et deux PM de référence « 5 pouces » pour les PM « 5 pouces » du calorimètre. Une seule des deux corrections, e_{corr_2} , est utilisée dans l'analyse de données pour chaque type de PM : elle correspond au PM qui corrige le mieux les variations de l'intensité de la lumière laser.

Les périodes d'application des données fournies par le système de suivi laser

Les étalonnages relatifs sont regroupés en différentes périodes appelées périodes laser. Ces périodes sont déterminées par les conditions expérimentales dans lesquelles le système de suivi laser opère. Toute intervention sur le système entraîne une variation de la quantité de lumière vue par les PM. Les données prises avant et après une intervention sont indépendantes du point de vue du suivi laser. Une intervention marque ainsi la fin de la période laser en cours et le début de la suivante. Les différentes périodes laser depuis le début de la prise de données de l'expérience en février 2003 sont présentées dans la table 3.4.

Chaque période laser peut comporter plusieurs étalonnages absolus successifs. Dans une même période laser, deux étalonnages absolus successifs délimitent une période dite « période absolue ». Chacun des étalonnages est noté Ec_i pour « Energy calibration i », i étant incrémenté au cours des étalonnages successifs. Les étalonnages absolus sont listés dans la table 3.4.

Le principe d'application des corrections laser est présenté dans la figure 3.3. La figure présente une période, marquée par les étalonnages absolus Ec_i et Ec_{i+1} . Le gain absolu mesuré lors du premier étalonnage est noté a_i , et le gain relatif est noté L_i . Ce dernier est obtenu en faisant la moyenne des corrections e_{corr} obtenues pour la durée couverte par l'étalonnage relatif. Les gains a_i et L_i sont normalisés à 1. Pour l'étalonnage suivant, Ec_{i+1} , le gain absolu est noté a_{i+1} , et la variation des gains $\frac{a_{i+1}}{a_i}$ peut être calculée : on la note A_{i+1} . La moyenne des corrections e_{corr} obtenues lors de l'étalonnage Ec_{i+1} donne le gain relatif L_{i+1} .

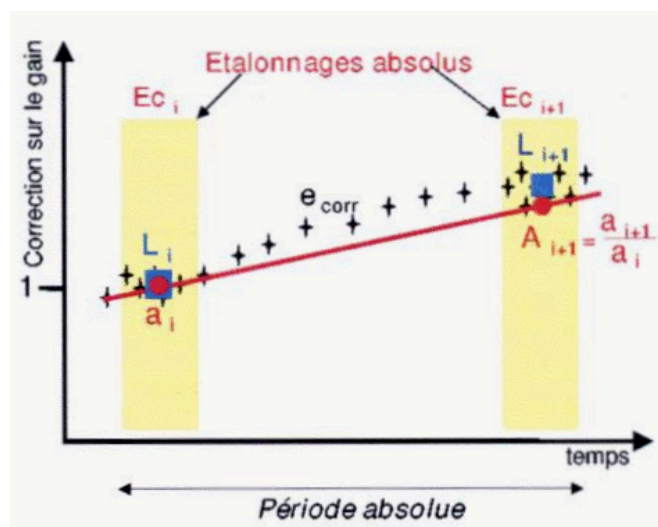


Fig. 3.3 : Le principe d'application des corrections laser au cours d'une période absolue.

Comparaison entre les étalonnages absolus et relatifs

Afin de valider l'application des corrections laser, on définit un paramètre Δa . Ce paramètre fait intervenir les gains précédemment définis pour les étalonnages absolus et les étalonnages laser. Pour un PM donné, il permet de comparer la variation de gain mesurée par le laser avec celle mesurée par les étalonnages absolus et s'exprime sous la forme :

$$\Delta a = \frac{L_{i+1}}{A_{i+1}} \quad (3.9)$$

Période laser	Etalonnages absolus	Début	Fin
1	-	14/02/2003 18h00	02/03/2003 19h30
2	Ec5, Ec6	08/03/2003 15h45	10/06/2003 18h00
3	Ec7, Ec8, Ec9, Ec10	13/06/2003 12h00	05/10/2003 08h00
4	Ec11, Ec12	16/10/2003 00h00	12/11/2003 18h00
5	Ec13, Ec14, Ec15, Ec16	15/11/2003 12h00	09/04/2004 09h00
6	Ec17, Ec18, Ec19, Ec20	10/04/2004 17h00	24/09/2004 10h30
7	Ec21, Ec22	04/10/2004 00h00	31/01/2005 21h00
8	Ec23	11/02/2005 00h00	02/05/2005 23h59
9	Ec24	05/05/2005 00h00	17/05/2005 21h00
10	Ec25, Ec26, Ec27	21/05/2005 00h00	09/09/2005 20h00
11	Ec28	20/10/2005 18h00	05/12/2005 10h00
12	Ec29, Ec30, Ec31, Ec32, Ec33, Ec34, Ec35, Ec36, Ec37	15/12/2005 00h00	18/07/2006 09h00
13	Ec38, Ec39, Ec40	21/07/2006 17h30	31/10/2006 10h30
14	Ec41, Ec42, Ec43, Ec44, Ec45, Ec46	07/11/2006 08h00	-

Table 3.4 : Les périodes laser et les étalonnages absolus correspondants.

Les distributions de ce paramètre Δa pour l'ensemble des PM de type 3 pouces ou 5 pouces sont données par les figures 3.4 et 3.5. On constate que pour les deux types de PM, les distributions de Δa sont similaires quel que soit le PM de référence utilisé pour corriger la variation de l'intensité de la lumière laser ($ecorr_1$ ou $ecorr_2$). La valeur moyenne de Δa est toujours supérieure à 1.

Ces distributions montrent également que 90% des PM en moyenne sont suivis à mieux que 3 % par rapport aux étalonnages absolus sur les périodes absolues prises en compte.

L'erreur sur la détermination des corrections laser est estimée à 2%, et celle sur le gain absolu, à 1 %, aussi, on considère qu'un suivi présentant un désaccord $|\Delta la|$ inférieur à 3 % est fiable.

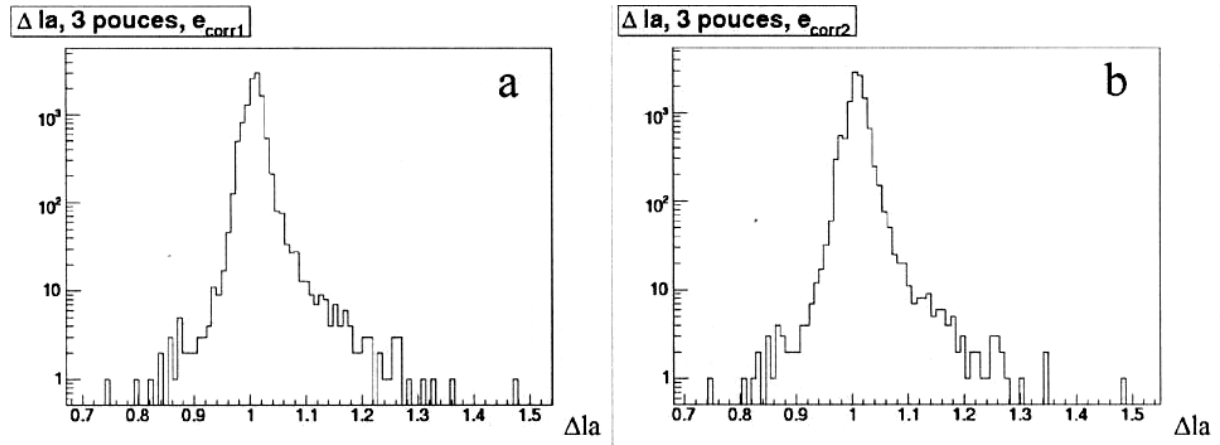


Fig. 3.4 : La distribution du paramètre Δla pour les PM 3 pouces du calorimètre
 a – pour les corrections e_{corr1} (valeur moyenne 1,0099), b – pour les corrections e_{corr2} (valeur moyenne 1,0109).

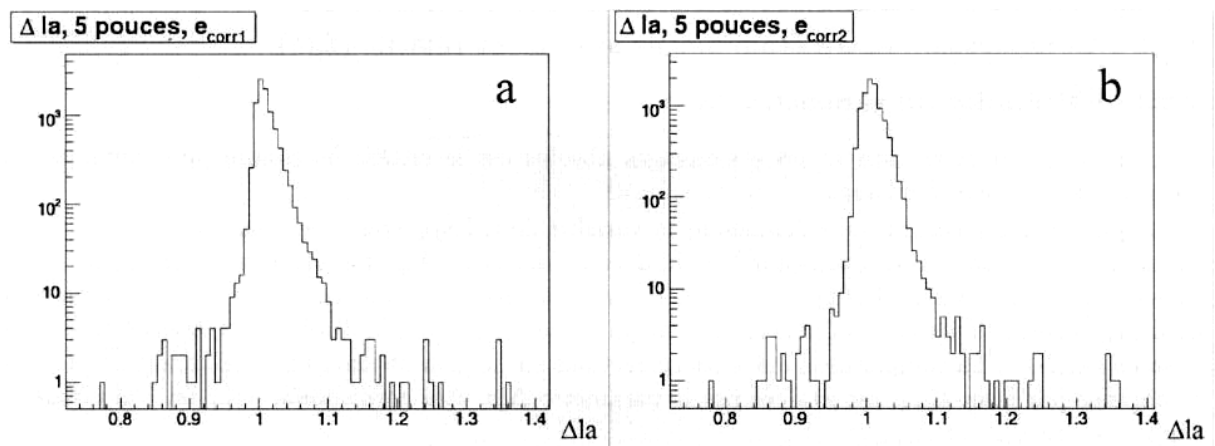


Fig. 3.5 : La distribution du paramètre Δla pour les PM 5 pouces du calorimètre
 a – pour les corrections e_{corr1} (valeur moyenne 1,0117), b – pour les corrections e_{corr2} (valeur moyenne 1,0119).

On note cependant pour certains PM un désaccord entre l'étalonnage laser et l'étalonnage absolu. Ces désaccords peuvent s'expliquer de plusieurs façons. Tout d'abord, on a mis en cause la rotation des disques atténuateurs de lumière. Ces disques permettent l'ajustement du flux de lumière laser. Un déplacement du disque par rapport à sa position

initiale a été observé lors de la rotation, ce qui a pour effet de modifier la position du point d'entrée du faisceau de lumière laser sur les scintillateurs de mise en forme. Il est alors possible de mesurer une variation de gain qui n'est pas réelle entre un PM et un des PM de référence : le rapport entre la lumière modifiée vue par un PM et la lumière vue par le PM de référence change. Cette rotation des disques atténuateurs a donc été arrêtée entre les périodes absolues Ec8 et Ec14. En dehors de la rotation de ces disques, un problème mécanique a été identifié. Le collage des fibres optiques des PM de 3 pouces pour les maintenir dans le tube de laiton au niveau des guides de lumière présente des faiblesses. La qualité du collage a donc été vérifiée pour les PM du mur interne, accessibles malgré le blindage du détecteur. Quand cela était nécessaire, le collage a été renforcé. Cette opération a eu lieu entre les périodes Ec20 et Ec21, soit fin septembre 2004. Une réduction du nombre de photomultiplicateurs présentant un fort désaccord a aussi été obtenue par l'ajustement des 1940 systèmes mécaniques d'équilibrage de la quantité de lumière laser. L'origine des désaccords subsistants, pouvant aller jusqu'à plus de 10 %, fait l'objet d'une étude.

Les rétro-corrections r_{corr}

Au cours d'une période absolue, nous avons vu qu'il existe une dérive moyenne du gain mesuré par le système d'étalonnage laser par rapport au gain estimé d'après le second étalonnage absolu. Dans l'hypothèse où cette dérive provient d'un processus constant, il est possible de corriger les corrections e_{corr} pour que les gains estimés d'après le suivi laser et par l'étalonnage absolu se correspondent : on parlera de « rétro-correction ».

La rétro-correction consiste à faire coïncider la moyenne L_{i+1} des corrections e_{corr} obtenues lors du second étalonnage absolu avec le gain absolu A_{i+1} mesuré. Le principe de cette rétro-correction est illustré par la figure 3.6. Le point L_{i+1} est à ramener au niveau du point A_{i+1} et l'ensemble des corrections entre L_i et L_{i+1} est calculé de façon à faire coïncider ces corrections avec la droite (a_i, A_{i+1}) .

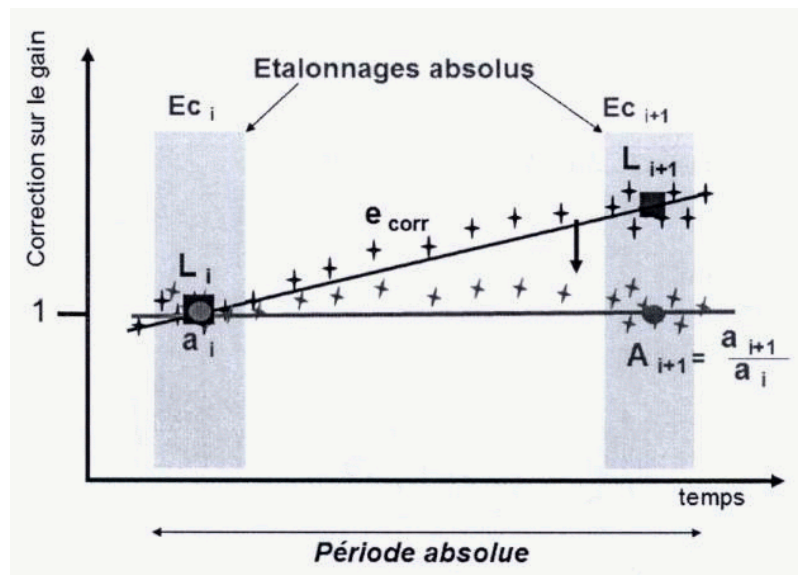


Fig. 3.6 : Le principe de calcul des rétro-corrections.

Dans une période absolue et pour un PM donné, on exprime la rétro-correction r_{corr} à l'instant t sous la forme suivante :

$$r_{corr}(t) = e_{corr}(t) \cdot \frac{A_{i+1}}{A_i} \cdot \frac{1}{(L_{i+1} - L_i)T + L_i} \quad (3.10)$$

où A_i et A_{i+1} désignent les corrections sur les gains mesurés respectivement lors du premier et du second étalonnage absolu. Comme définis précédemment, L_i et L_{i+1} sont les moyennes des corrections e_{corr} mesurées pendant chacun de ces étalonnages. Enfin, T est égal au rapport de la durée écoulée entre le premier étalonnage absolu et l'instant t avec la durée de la période absolue. La rétro-correction est calculée quelle que soit la valeur de $|\Delta a|$.

Application des rétro-corrections à l'analyse de données

Les corrections e_{corr1} , e_{corr2} et les rétro-corrections pour chaque photomultiplicateur sont disponibles dans la base de données. Afin de les appliquer dans l'analyse, il est nécessaire de vérifier certaines conditions. Les corrections ne doivent être utilisées que pour les périodes absolues exemptes de problèmes techniques, et la rétro-correction doit pouvoir être appliquée.

Nous avons vu que le suivi laser sera considéré comme fiable dans les cas où $|\Delta a|$ est inférieur à 3 %, et les rétro-corrections peuvent alors être utilisées avec confiance. Pour des désaccords Δa supérieurs à 3%, on cherche à déterminer si le désaccord est dû à un processus continu. On compare la droite passant par les deux corrections laser moyennes L_i et L_{i+1} calculées pendant les étalonnages aux corrections laser obtenues quotidiennement. Cette comparaison est réalisée avec un test de Pearson qui permet d'obtenir le paramètre χ_r^2 . Les PM qui ont un χ_r^2 supérieur à 1,5 présentent un saut dans les corrections e_{corr2} et ne peuvent donc pas être considérés comme fiables. Finalement, pour les PM présentant un suivi laser en désaccord de plus de 3 % entre les étalonnages absolu et relatif, on considèrera les rétro-corrections comme fiables si χ_r^2 est inférieur à 1,5.

Des critères de qualité sur les corrections e_{corr2} doivent également être satisfaits. Ainsi, une variation de plus de 5 % entre deux corrections successives entraîne le rejet du PM associé pour l'analyse des données. Le PM est rejeté sur toute la période absolu si l'origine de cette variation n'a pas été identifiée. De même, les corrections e_{corr2} doivent avoir été obtenues à partir d'un spectre ADC acceptable (nombre d'entrées satisfaisant, valeur moyenne correcte...).

Les périodes absolues pour lesquelles les rétro-corrections sont disponibles pour l'analyse de données sont récapitulées dans la table 3.5. Ce sont les périodes sans incident technique majeur pouvant entraîner une variation importante du gain des PM. Lors de ces périodes, les différents critères de qualité du suivi laser et d'application des rétro-corrections permettent de conserver plus de 90 % des PM dans l'analyse en moyenne.

3.3.4 - L'analyse temporelle de l'évènement

Pour connaître l'origine des particules identifiées, une étude temporelle de l'évènement est réalisée. Il est en effet nécessaire de pouvoir distinguer les particules qui ont été émises à partir de la source double bêta des particules traversant le détecteur. Cette analyse nous amène à combiner les informations fournies par le calorimètre et la chambre à fils pour déterminer le temps de vol de chacune des particules.

Pour chacun des photomultiplicateurs déclenchés dans un évènement, le programme de reconstruction extrait de la base de données les constantes d'étalonnage en temps. Le temps de vol T de la particule associée au photomultiplicateur est alors donné par la relation :

$$T = TDC.k - \varepsilon - t(C) - t_{corr} \quad (3.11)$$

où TDC désigne la valeur de TDC mesurée par le photomultiplicateur, k le temps par canal (0,053ns/canal), ε le retard propre au compteur, $t(C)$ le paramètre qui prend en compte la dépendance temps-énergie liée à l'utilisation de discriminateurs à front de montée et t_{corr} le terme de correction de TDC (voir « Les corrections en temps obtenues par la méthode de suivi laser »).

Phase de l'expérience	Périodes absolues	Début	Fin
I	Ec5	08/03/2003 15h45	26/03/2003 23h59
	Ec8	15/07/2003 17h00	04/09/2003 14h59
	Ec14	19/12/2003 17h00	09/02/2004 23h59
	Ec17	10/04/2004 17h00	22/05/2004 23h59
	Ec19	22/06/2004 12h31	16/09/2004 16h30
II	Ec20	16/09/2004 16h31	24/09/2004 10h30
	Ec21	04/10/2004 00h00	02/01/2005 23h59
	Ec26	17/07/2005 00h00	10/08/2005 23h59

Table 3.5 : Périodes absolues pour lesquelles les rétro-corrrections sont applicables.

Alignement en temps des compteurs

Le paramètre ε , propre à chaque compteur, est introduit pour aligner tous les photomultiplicateurs en temps. En effet, le temps que met un compteur pour répondre à un signal dépend de ses caractéristiques (géométrie du scintillateur et du guide de lumière, longueur des câbles...). L'alignement en temps permet de travailler avec la même échelle de temps pour tous les compteurs.

L'alignement en temps des compteurs est réalisé grâce à une source de ^{60}Co , qui a la particularité d'émettre en coïncidence deux rayonnements γ de 1173 keV et 1332 keV. L'émission simultanée des deux rayonnements donne lieu au déclenchement simultané des deux PM qui les détectent. L'électronique d'acquisition envoie un signal STOP-PM à tous les compteurs au même moment. Dans le cas de deux compteurs déclenchés par les rayonnements γ notés 1 et 2, on peut écrire :

$$TOF_1 + TDC_1.k + \varepsilon_1 = TOF_2 + TDC_2.k + \varepsilon_2 \quad (3.12)$$

où TOF_i désigne le temps de vol réel associé au rayonnement i , $k.TDC_i$ le temps mesuré par le PM associé, et ε_i , le retard propre au compteur détectant la particule i .

A partir de l'équation 3.12, le retard entre les compteurs $\Delta\varepsilon$ s'écrit :

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_2 - \varepsilon_1 = (TOF_1 + TDC_1.k) - (TOF_2 + TDC_2.k) \quad (3.13)$$

où $k.TDC_i$ est connu (mesuré) de même que TOF_i (calculé).

Afin d'aligner les compteurs, une source de ^{60}Co de 15,5Bq est utilisée. Dix prises de données sont effectuées avec cette source à des positions différentes afin de couvrir tous les couples de PM possibles.

La distribution de la différence des temps d'arrivée des deux rayonnements γ dans les compteurs avant et après alignement est présentée dans la figure 3.7. La moyenne quadratique après alignement est de 0,658 ns, contre 5,12 ns avant l'opération d'alignement.

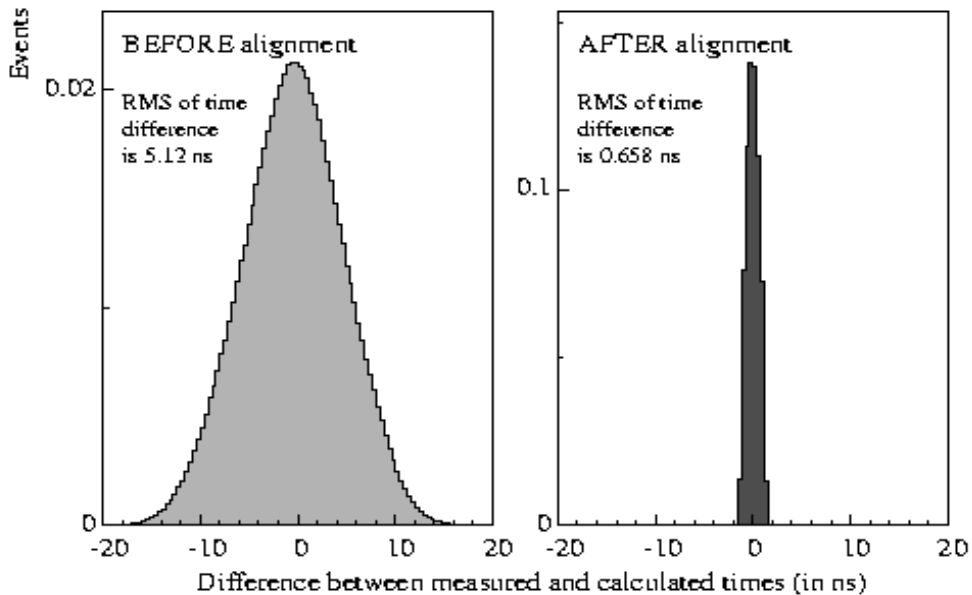


Fig. 3.7 : Distribution de la différence des temps d'arrivée dans les compteurs des rayonnements γ émis en coïncidence par une source de ^{60}Co .

Relation temps-énergie

L'utilisation de discriminateurs à front de montée induit une dépendance temps-énergie. Une approche phénoménologique permet de modéliser celle-ci par la formule :

$$t(C) = p_1 - \frac{p_2}{p_3\sqrt{C} + p_4} \quad (3.14)$$

La détermination des paramètres p_1 à p_4 pour chaque compteur se fait grâce à des « runs » laser spécifiques où des énergies variant entre 0 et 12 MeV sont reproduites à l'aide de la lumière laser que l'on fait varier avec des filtres atténuateurs.

Les corrections en temps obtenues par la méthode de suivi laser

Le système de suivi laser permet, en plus de l'étude de la variation des gains des photomultiplicateurs, d'obtenir la réponse en temps de ces derniers [52]. Les variations de cette réponse mises en évidence sont corrigées en introduisant le paramètre t_{corr} . Il retranscrit la variation de la pente de TDC, mais aussi d'éventuels problèmes au niveau de l'électronique d'acquisition.

Si l'on appelle $\text{TOF}_{\text{laser}}$ le temps de vol de la lumière laser à un PM, la quantité suivante, propre à un PM donné, doit rester constante :

$$\text{TDC}.k - t(C) + \text{TOF}_{\text{laser}} - \varepsilon = \text{const} \quad (3.15)$$

Le temps de vol de la lumière du laser au PM et le paramètre ε étant constants, la variation de la réponse en temps d'un compteur est donc portée par $\text{TDC}.k - t(C)$.

Pour le $n^{\text{ième}}$ run, la correction t_{corr} est alors calculée comme la différence suivante :

$$T_{\text{corr}} = (\text{TDC}.k - t(C))_n - (\text{TDC}.k - t(C))_{1404} \quad (3.16)$$

Le run 1404 a été choisi comme référence pour des raisons de stabilité optimale des PM.

La correction t_{corr} est calculée chaque jour à partir des données laser et stockée dans la base de données. Lors de l'analyse des données de l'expérience, la correction t_{corr} valide à la date de la prise des données est appliquée.

La méthode de suivi laser permet également d'identifier les PM qui ne peuvent pas être considérés comme fiables pour l'analyse temporelle. En particulier, les PM pour lesquels les paramètres ε , $t(C)$, et t_{corr} ne peuvent être connus sont rejetés lors de l'analyse des données, de même pour les PM ne présentant pas une stabilité correcte.

Probabilités associées aux hypothèses internes et externes

Dans un évènement à deux particules, la détermination de l'origine de chacune des particules se fait par comparaison de la différence de temps de vol mesurée entre les déclenchements des photomultiplicateurs et des différences de temps de vol théoriques dans les hypothèses interne (particules émises au niveau de la source) et externe (particule d'origine externe interagissant au niveau de la source et produisant une seconde particule détectée).

Pour chacune des hypothèses, on définit une variable χ_h par la relation :

$$\chi_h^2 = \frac{(\Delta t_{th} - \Delta t_{mes})^2}{\sigma_{th}^2 + \sigma_{mes}^2} \quad (3.17)$$

où Δt_{mes} est la différence de temps de vols mesurée et Δt_{th} la différence de temps de vol théorique de l'hypothèse. σ_{mes} représente l'erreur sur la différence de temps de vols mesurée, et σ_{th} l'erreur sur la différence de temps de vol théorique.

Si l'hypothèse choisie est la bonne, alors la variable χ_h^2 suit une loi normale $N(0,1)$ et est distribuée suivant une loi de χ^2 à 1 degré de liberté. La probabilité P_h que l'hypothèse testée soit correcte s'écrit :

$$P(X) = \int_{\chi_i^2}^{\infty} \frac{dN}{d\chi_i^2} d\chi_i^2 \quad (3.18)$$

Temps de vol théorique d'un électron

Le temps de vol théorique d'un électron matérialisé par une trace de longueur l_i en tenant compte de sa courbure et d'énergie cinétique initiale E_i est défini par la relation :

$$t_i = \frac{l_i}{\beta_i c} \quad (3.19)$$

avec β_i tel que :

$$\beta_i = \frac{\sqrt{E_i(E_i + 2m_0c^2)}}{E_i + m_0c^2} \quad (3.20)$$

où m_0 désigne la masse de l'électron.

L'erreur sur le calcul de ce temps de vol s'exprime :

$$\sigma_i = \left[\left(\frac{1}{\beta_i c} \right)^2 \sigma_L^2 + \left(\frac{t_i m_0 c^2}{E_i (E_i + m_0 c^2) (E_i + 2m_0 c^2)} \right) \sigma_E^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.21)$$

avec σ_L l'erreur portant sur le calcul de la longueur de la trace de l'électron et σ_E , la résolution en énergie du scintillateur associé.

Temps de vol théorique d'un photon

Le temps de vol théorique d'un photon est défini par la relation suivante :

$$t_i = \frac{L_\gamma}{c} \quad (3.22)$$

où L_γ est la distance entre le point d'émission du photon et son point d'impact sur le scintillateur qui lui est associé.

L'erreur sur la détermination de ce temps de vol s'écrit :

$$\sigma_i = \frac{1}{cL_\gamma} \left[(x_f - x_i)^2 (\sigma_{x_i}^2 + \sigma_{x_f}^2) + (y_f - y_i)^2 (\sigma_{y_i}^2 + \sigma_{y_f}^2) + (z_f - z_i)^2 (\sigma_{z_i}^2 + \sigma_{z_f}^2) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.23)$$

avec x_i, y_i, z_i , les coordonnées du point d'émission du photon et x_f, y_f, z_f , les coordonnées de son point d'impact sur le scintillateur associé. Cette erreur tient compte de la résolution sur la reconstruction du point d'émission du photon et la résolution sur le point d'impact. Si le photon est émis de la source du vertex de la trace de l'électron, la résolution sur son point d'émission est la précision sur le vertex. Il est impossible de déterminer le point d'impact du photon sur le bloc de scintillateur. On considère que ce point est situé au centre de la face avant du bloc, et on lui attribue une précision égale à la moitié des dimensions de cette face.

Hypothèses interne et externe pour un évènement à deux électrons

Pour un évènement à deux traces reconstruites d'origine interne, les électrons sont émis simultanément d'un même vertex situé dans une source (Fig. 3.8.a). A chacun est associée une trace de longueur l_i . L'énergie cinétique E_i de chaque électron est l'énergie déposée dans le scintillateur corrigée des pertes d'énergies dans le gaz du trajectographe et dans la source, estimées par simulation. Dans cette hypothèse, la différence de temps de vol théorique est la différence des temps de vol calculés pour chaque électron.

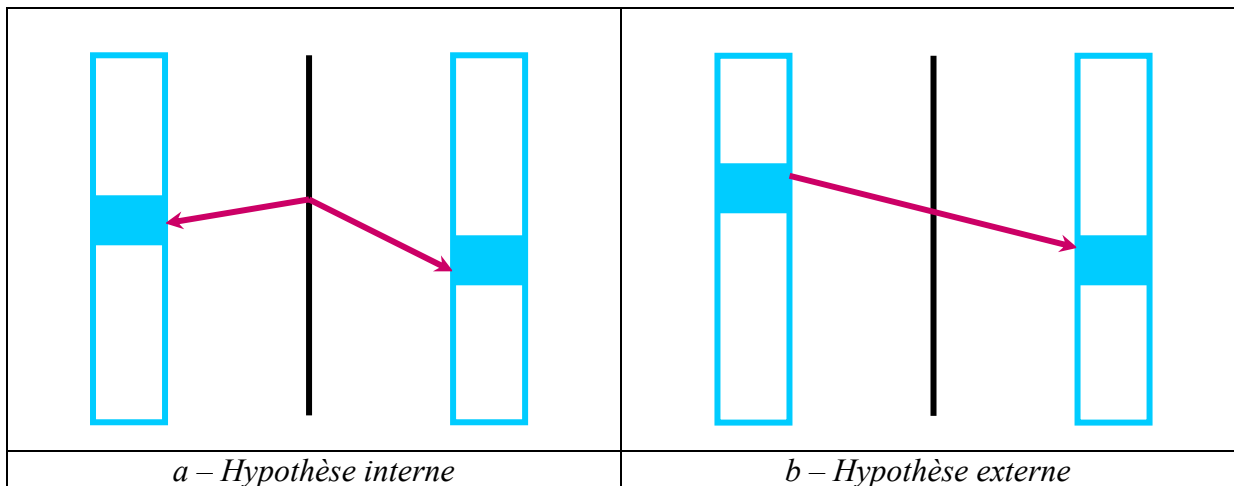


Fig. 3.8 : Représentation des hypothèses interne et externe pour un évènement à deux traces reconstruites : la source est représentée en noir, les murs de scintillateur en bleu, et la trajectoire suivie par le ou les électrons en rouge. Les rectangles pleins figurent des blocs de scintillateurs dans lesquels un dépôt d'énergie a été mesuré.

Dans l'hypothèse externe, un électron traverse le détecteur (Fig. 3.8.b). La distance l_i est alors la somme des longueurs des deux traces reconstruites dans l'évènement. L'énergie correspond à la somme de l'énergie du dernier scintillateur déclenché, corrigée des pertes

d'énergie dans le gaz de la chambre à fils et dans la source, et de l'énergie déposée dans le premier scintillateur. La différence de temps de vol dans cette hypothèse est le temps de vol de l'électron qui traverse le détecteur.

La figure 3.9 présente la différence des temps de vol mesuré et théorique pour les hypothèses interne et externe pour deux électrons dans le cas d'évènements à deux électrons d'origine interne (processus $\beta\beta 0\nu$ simulé) et d'origine externe (provenant de la simulation de ^{214}Bi dans l'air situé entre le calorimètre et le blindage). La répartition des évènements permet de définir les critères suivants pour les évènements d'origine interne :

$$|\delta t_{mes} - \delta t_{int}| < 2ns \quad (3.24)$$

$$|\delta t_{mes}| - \delta t_{ext} < 0ns \quad (3.25)$$

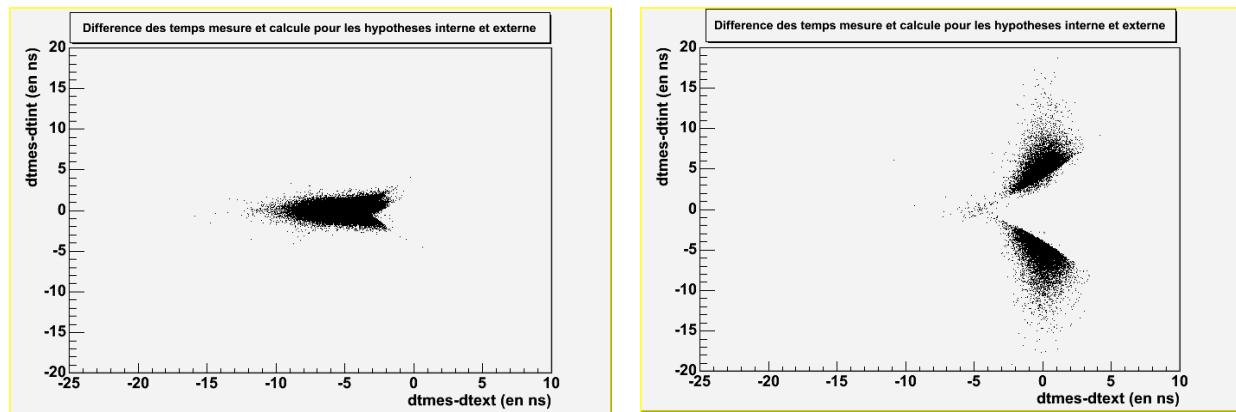


Fig. 3.9 : Comparaison de la différence des temps de vol mesurés δt_{mes} et calculés pour les hypothèses interne δt_{int} et externe δt_{ext} pour des évènements $\beta\beta 0\nu$ (à gauche) et électron traversant (à droite) simulés.

Ces critères rejettent efficacement les évènements d'origine externe tout en conservant une bonne efficacité de détection du signal $\beta\beta 0\nu$. A partir de la relation 3.17, ils vont permettre d'obtenir les probabilités limites pour qu'un évènement soit interne ou externe : un évènement interne aura une probabilité P_{int} supérieure à 4 %, et une probabilité d'être externe P_{ext} inférieure à 1 % (fig. 3.10 – a et b). De même, un évènement sera externe si la probabilité P_{int} qui lui est associée est inférieure à 1 %, et la probabilité P_{ext} supérieure à 4 % (fig. 3.10 – c et d).

Hypothèses interne et externe pour un évènement à un électron et un rayonnement γ

Un évènement à un électron et un rayonnement γ dans l'hypothèse interne consiste en l'émission simultanée de ces deux particules à partir d'un vertex commun situé dans la source (fig. 3.11.a). A l'électron sont associées une trace de longueur l_e et une énergie E_e mesurée par le scintillateur associé à la trace. La longueur parcourue par le rayonnement γ est déterminée par la méthode présentée précédemment. Le rayonnement γ a une énergie associée E_γ . Pour qu'un tel évènement soit reconnu dans l'hypothèse interne, il est nécessaire que la différence entre les temps de vol calculés pour l'électron et le rayonnement γ soit compatible avec la

différence des temps d'arrivée des particules mesurés. On exigera une probabilité que l'évènement soit interne, calculée comme précédemment, supérieure à 4%.

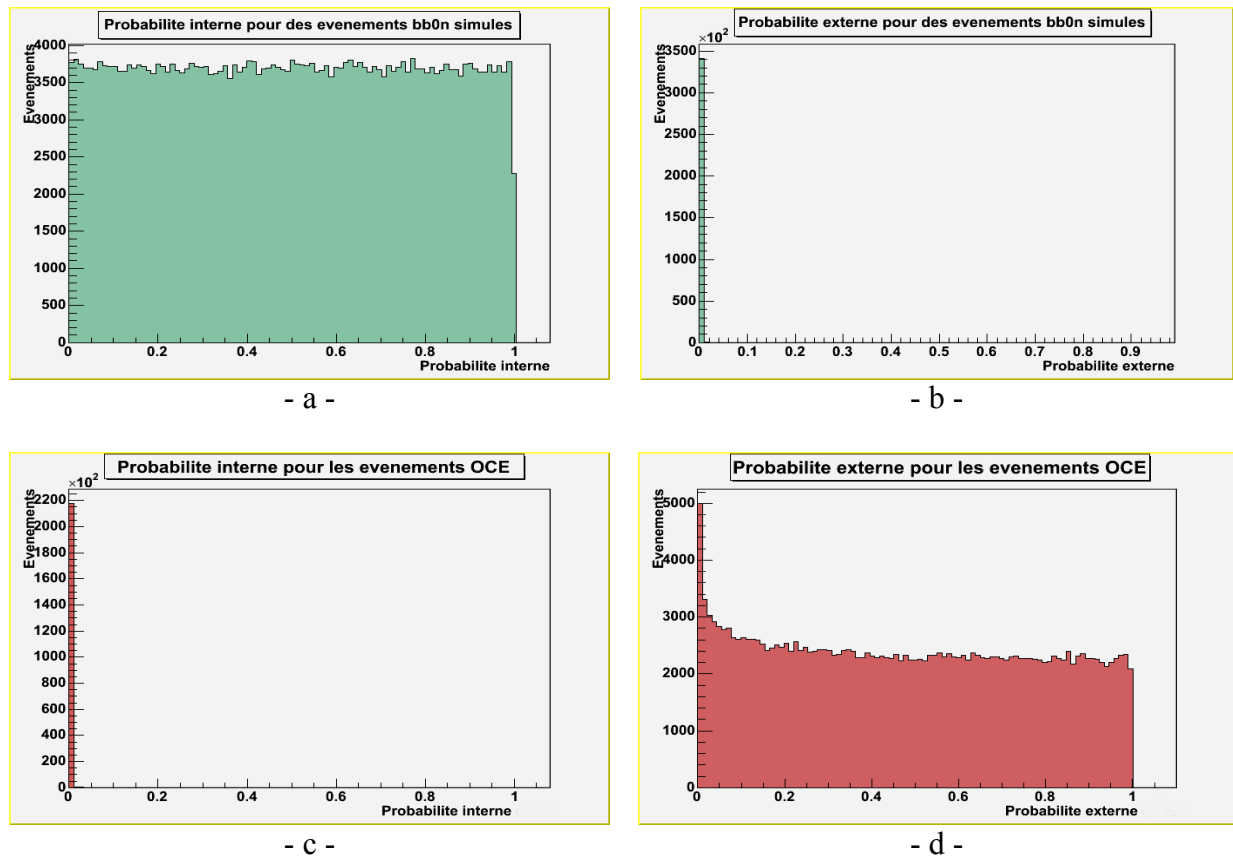


Fig. 3.10 : Probabilités associées aux hypothèses interne et externe pour des évènements $\beta\beta 0\nu$ (a – probabilité interne, b – probabilité externe) et électron traversant (c – probabilité interne, d – probabilité externe) simulés.

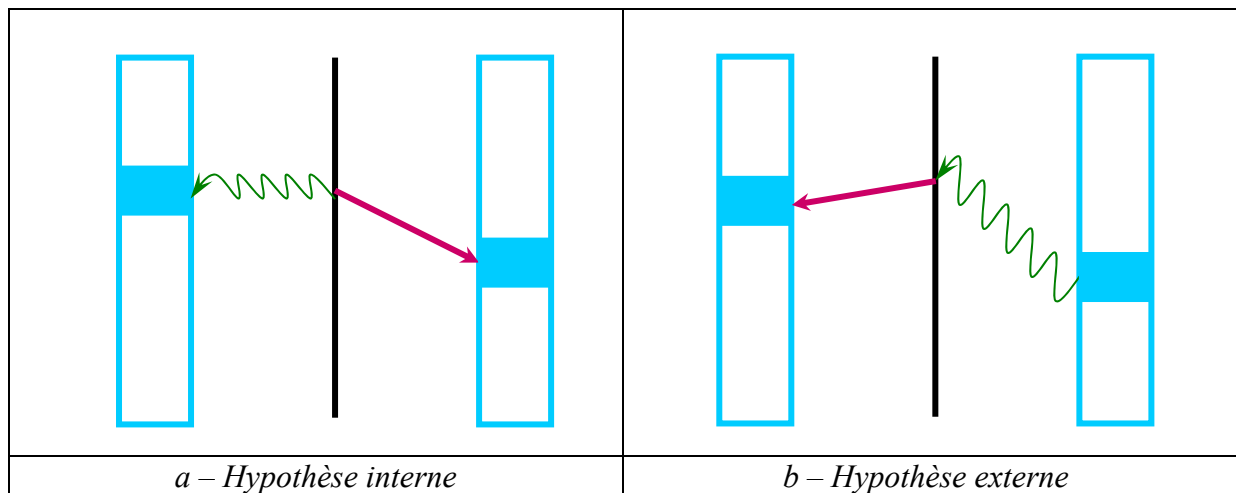


Fig. 3.11 : Représentation des hypothèses interne et externe pour un évènement à un électron et un rayonnement γ : la source est représentée en noir, les murs de scintillateur en bleu, la trajectoire suivie par l'électron en rouge, et celle du rayonnement γ en vert.

L'hypothèse externe pour un événement à un électron et un rayonnement γ consiste en un effet Compton produit par le rayonnement γ , provenant de l'extérieur du trajectographe, dans la source (fig. 3.11.b). Le temps de vol théorique dans cette hypothèse est la somme des temps de vol calculés pour le rayonnement γ et pour l'électron.

3.4 – La sélection des données expérimentales pour l'analyse

3.4.1 – Sélection des runs selon leur critère de qualité

Les conditions expérimentales dans lesquelles l'acquisition de données a lieu peuvent varier. Pour refléter ceci, un statut est attribué à chacun des runs enregistrés (voir table 3.6). Le statut d'un run permet une identification des problèmes éventuels lors de l'acquisition, ou encore donne une description de conditions expérimentales particulières. Lors de l'analyse des données, il est possible de sélectionner seulement les runs qui possèdent une qualité et une fiabilité optimale. Ainsi, dans l'analyse présentée ici, seuls les runs dont le statut est égal à « 1 » seront pris en considération.

Statuts des runs	Description
0	Run de qualité insuffisante à l'analyse de données
1	Run de bonne qualité qui peut être utilisé pour l'analyse de données
10	Certaines cartes d'alimentation des PM ou certains châssis d'acquisition PM ne sont pas en fonctionnement
100	Certaines cartes d'alimentation ou certains châssis d'acquisition des cellules Geiger ne sont pas en fonctionnement
1 000	Run enregistré moins de 24 heures après une calibration absolue
10 000	Run enregistré moins de 24 heures après une coupure générale
20 000	Run enregistré moins de 24 heures après un arrêt d'une carte haute tension
100 000	Taux de radon élevé en raison d'un arrêt de la ventilation
1 000 000	Pas d'acquisition laser pour les corrections journalières
10 000 000	Run enregistré moins de 24 heures après l'arrêt de châssis d'acquisition ou de l'électronique
100 000 000	Haute tension incorrecte pour certains PM
1 000 000 000	Variation de la haute tension de certains PM en raison de la présence d'un PM bruyant

Table 3.6 : Les différents statuts attribués aux « runs » de prise de données.

3.4.2 – Les données analysées

Les données analysées proviennent de run enregistrés pendant les phases I et II. Les runs utilisés dans l'analyse ont un statut de « 1 ». Pour la phase I, la durée totale des runs analysés est de 365,36 jours. Les runs portent des numéros compris entre 1865 et 3395 et ont été enregistrés entre le 14 février 2003 et le 24 septembre 2004. Les runs de la phase II

analysés représentent une durée de 405,35 jours. Ils sont compris entre les runs 3401 et 5161 enregistrés respectivement le 5 octobre 2004 et le 12 septembre 2006.

3.5 – Conclusion

La conception du détecteur NEMO3 permet la combinaison des données fournies par le calorimètre et le trajectographe. L'identification des particules au sein du détecteur est alors possible. La recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrino pourra donc se faire directement par l'étude des évènements à deux électrons. Le programme de simulation développé par la collaboration est suffisamment flexible pour générer le signal recherché ainsi que l'ensemble des bruits de fond de l'expérience. Ceci est indispensable pour décrire de façon précise les contributions de la radioactivité naturelle et des contaminants dans les matériaux du détecteur. La méthode d'analyse temporelle reposant sur les informations fournies par le calorimètre permet la détermination de l'origine des particules dans un évènement, ce qui est crucial pour la suite de l'étude.

Chapitre 4

Description des bruits de fond du processus $\beta\beta 0\nu$

La contrainte majeure pour la recherche de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos du ^{82}Se est la connaissance du bruit de fond pouvant imiter le signal. La région d'intérêt d'un signal correspondant à ce processus se situe autour de la valeur de l'énergie de transition $Q_{\beta\beta} = 2,995 \text{ MeV}$. Une telle énergie correspond aussi au domaine d'énergie de la radioactivité naturelle, dont certains processus peuvent produire deux électrons dans la source. Le succès de l'expérience dépend donc de la capacité à identifier les événements liés au bruit de fond.

Ce chapitre présente le bruit de fond pour la recherche du processus interdit $\beta\beta 0\nu$. Les sources de bruit seront réparties en deux catégories. Certains isotopes radioactifs contenus dans les sources seront à l'origine d'un bruit de fond dit interne à la source. D'autres, présents dans les autres éléments du détecteur, donneront lieu à un bruit de fond dit externe à la source.

Les isotopes à l'origine de bruit de fond ainsi que les mécanismes mis en jeu seront détaillés. Un modèle sera défini pour les bruits de fond interne aux sources de ^{82}Se et externe.

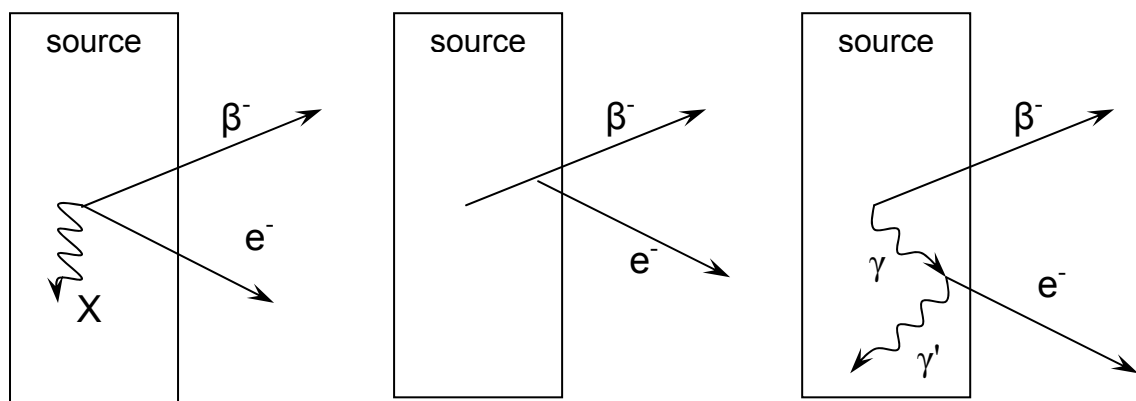
4.1 – Les mécanismes à l'origine du bruit de fond

La topologie d'intérêt pour la recherche d'événements candidats au processus interdit $\beta\beta 0\nu$ présente plusieurs caractéristiques. Tout d'abord, deux électrons doivent être identifiés dans l'événement. L'analyse temporelle doit montrer que ces deux électrons ont été produits simultanément dans les sources émettrices $\beta\beta$. Enfin, la somme en énergie des deux électrons doit correspondre à l'énergie du processus $Q_{\beta\beta} = 2,995 \text{ MeV}$ pour le ^{82}Se . La résolution en énergie du calorimètre implique une étude ciblée sur une fenêtre autour de l'énergie de cette transition.

4.1.1 – Les mécanismes à l'origine du bruit de fond dit « interne »

Le bruit de fond du processus $\beta\beta 0\nu$ correspond à l'émission simultanée de deux électrons depuis la source. Un de ces électrons provient de la désintégration β^- d'un noyau. Un autre électron peut alors être émis simultanément de la source suite à un des processus suivants (Fig. 4.1):

- L'émission d'un β^- suivie d'un électron de conversion (fig. 4.1 a) dans le cas où le rayonnement X n'est pas détecté, le mécanisme présenté dans la figure 4.1 a apparaît uniquement comme l'émission simultanée de deux électrons.
- Une diffusion Möller, diffusion d'un électron sur un électron libre (fig. 4.1 b).
- Une cascade β^- - γ suivie d'un effet Compton dans la source (fig. 4.1 c). Ce mécanisme est identifié comme une émission simultanée de deux électrons si le rayonnement γ' n'est pas détecté.



a – Emission d'un β^- suivie d'un électron de conversion et d'un rayonnement X

b - Emission d'un β^- suivie d'une diffusion Möller

c - Cascade β^- - γ suivie d'un effet Compton

Fig. 4.1 : Les différents processus simulant un évènement de type $\beta\beta$ liés à la présence d'éléments radioactifs dans une source.

De tels évènements ne peuvent pas être écartés par une étude des temps de vol (présentée section 3.3.4) lorsque seuls deux électrons sont détectés. Il faut donc que les sources soient les plus pures possible et que les contaminations éventuelles soient précisément connues.

4.1.2 – Les mécanismes à l'origine du bruit de fond dit « externe »

Le bruit de fond externe est créé suite à l'interaction de particules avec la source. Un rayonnement γ ou un électron d'origine externe à la source et interagissant avec elle peut créer un évènement présentant des similarités au niveau de la topologie avec ceux attendus du

processus $\beta\beta 0\nu$. Ces particules sont produites par différentes contaminations présentes dans les matériaux, et par la radioactivité naturelle autour du détecteur.

Interaction d'un rayonnement γ avec la source

Les interactions des rayonnements γ dans les sources du détecteur peuvent créer un bruit de fond pour un signal de double désintégration bêta sans neutrino par des processus multiples. Ce sont :

- La création d'une paire e^+e^- (Fig. 4.2 - a)
- Un effet Compton suivi d'une diffusion Möller (Fig. 4.2 - b)
- Deux effets Compton successifs (Fig. 4.2 - c)
- Un effet photoélectrique suivi d'une diffusion Möller (Fig. 4.2 - d)
- Un effet Compton suivi d'un effet photoélectrique (Fig. 4.2 - e)

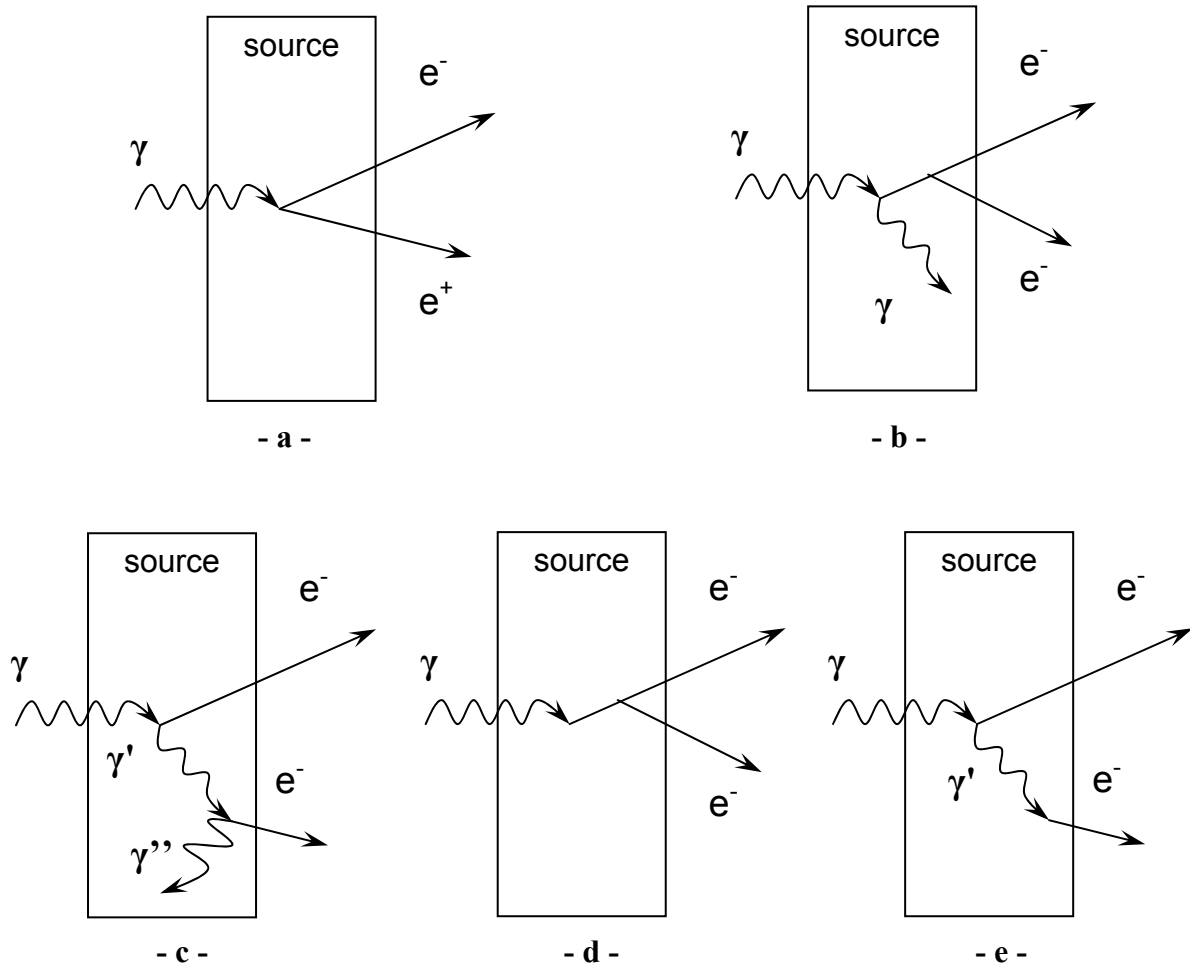


Fig. 4.2 : Mécanismes de création de bruit de fond par les rayonnements γ d'origine externe à la source : a - création de paire e^+e^- ; b - effet Compton suivi d'une diffusion Möller ; c - deux effets Compton successifs ; d - effet photoélectrique suivi d'une diffusion Möller ; e - effet Compton suivi d'un effet photoélectrique.

Pour une énergie de l'ordre de 3 MeV, la création de paires électron-positon est le processus prédominant. Le processus créant deux électrons le plus probable sera l'effet Compton suivi d'une diffusion Möller. Ce processus est toutefois dix fois moins probable que la création de paire. L'effet photoélectrique suivi d'une diffusion Möller est quasi-improbable aux énergies considérées.

L'étude de la courbure de la trace permet le rejet des événements induits par une création de paire (e^+ , e^-) à 95 %: les traces associées à ces particules présentent des sens de courbures différents indiquant des charges de signes opposés. Les autres mécanismes présentés donneront toutefois lieu à des événements que l'on ne pourra écarter ni par analyse temporelle ou étude de la courbure des traces.

Les électrons traversants ou rétrodiffusés dans la source

Un électron incident sur la feuille source peut donner lieu à un événement à deux électrons selon le mécanisme illustré dans la figure 4.3. Un tel électron est créé par effet Compton d'un photon dans un bloc de scintillateur, puis, s'il est assez énergétique pour sortir du bloc de scintillateur où il a été créé, traverse le trajectographe jusqu'à atteindre la source. Au niveau de la source, il peut être diffusé, ou rétrodiffusé, puis être finalement détecté par un compteur. Cet événement présente deux traces, et est donc dit « à deux électrons ». Toutefois, une analyse temporelle de l'événement permet son rejet : il sera identifié comme satisfaisant l'hypothèse externe dans laquelle les particules ne sont pas émises simultanément de la source. De plus, la courbure de la trace de l'électron incident est comptée « positive » car elle correspondrait à celle d'un positon émis depuis la source (voir figure 4.4). Ce type d'événement serait donc également rejeté suite à l'étude des courbures des traces.

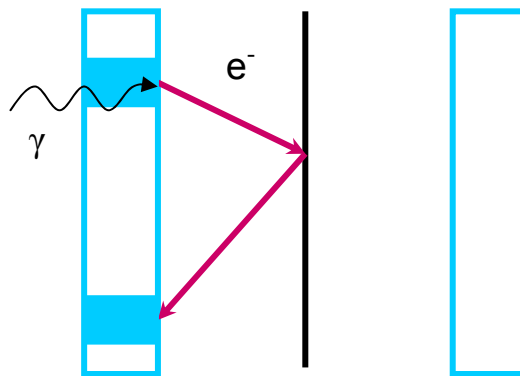


Fig. 4.3 : Un événement à deux électrons généré par l'interaction Compton d'un rayonnement γ externe dans un bloc de scintillateur. La source est représentée en noir, les murs de scintillateurs en bleu. Les blocs de scintillateurs dans lesquels de l'énergie a été déposée sont figurés par des rectangles pleins.

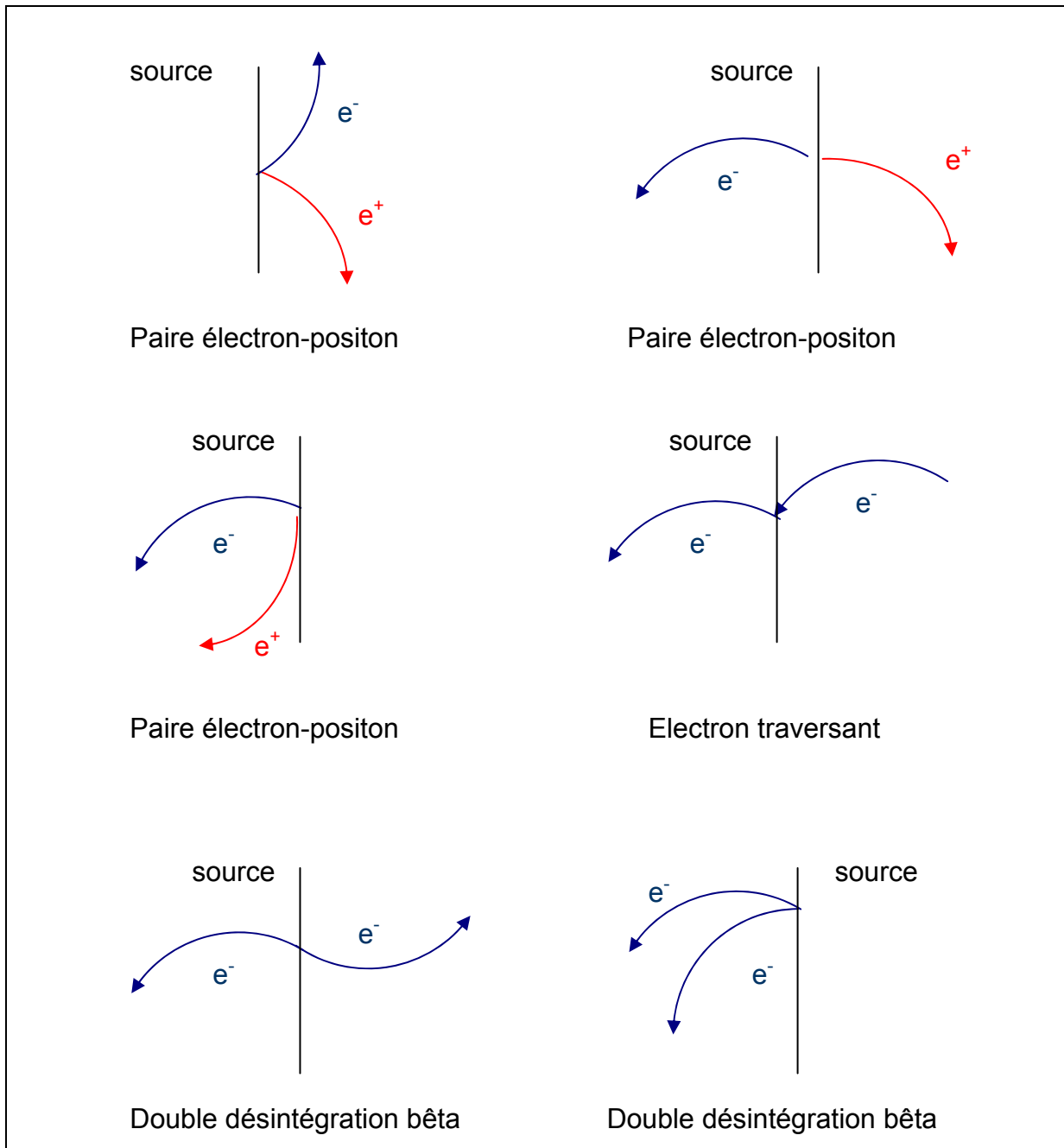


Fig. 4.4 : Courbures des trajectoires pour les événements de type paire électron-positon, électron traversant et double désintégration bêta.

4.2 - Les sources de bruit de fond pour le processus de double désintégration bêta sans émission de neutrino

4.2.1 - Le processus permis

Le processus permis est le bruit de fond ultime dans la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos. Le signal recherché pour le processus $\beta\beta 0\nu$ est en effet situé à l'extrémité du spectre de la somme en énergie des deux électrons émis lors du

processus $\beta\beta 2\nu$ (fig. 4.5). De par la résolution en énergie du détecteur, des évènements liés à la décroissance $\beta\beta 2\nu$ se trouveront dans la région en énergie où le signal correspondant au processus $\beta\beta 0\nu$ est recherché. Il est donc nécessaire de connaître très précisément le processus de double désintégration bêta permis, et en particulier sa période. Afin de l'obtenir, le signal correspondant sera étudié. La connaissance des bruits de fond pour ce signal est donc indispensable. Nous allons donc par la suite décrire les sources de bruits de fond de la double désintégration bêta sans et avec émission de neutrinos.

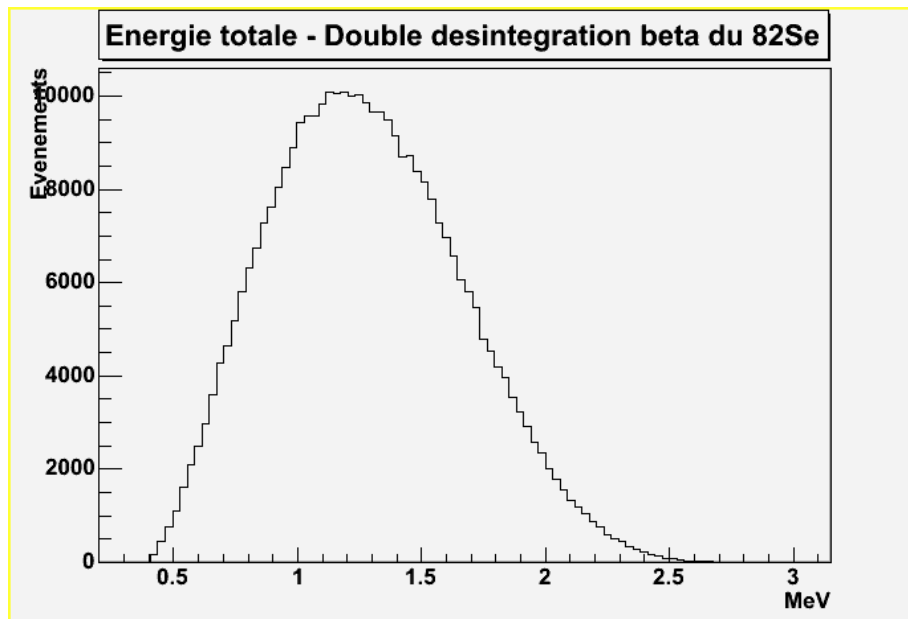


Fig. 4.5 : Distribution de l'énergie totale des évènements internes simulés de double désintégration bêta avec émission de neutrinos du ^{82}Se , en prenant en compte la résolution en énergie du détecteur. L'échelle des ordonnées est arbitraire.

4.2.2 - La chaîne radioactive du ^{238}U

Le ^{238}U est présent naturellement dans certains matériaux du détecteur. Sa filiation radioactive est présentée figure 4.6. Parmi les descendants de l' ^{238}U se trouvent le radon (^{222}Rn), et le ^{214}Bi . Le ^{214}Bi en particulier est un bruit de fond pour la recherche du processus interdit.

Le radon

Le radon provient principalement de la roche entourant le LSM, à travers laquelle il diffuse, et est également présent dans l'air du laboratoire. Ce gaz peut pénétrer à l'intérieur du détecteur par diffusion, et engendrer une contamination par son descendant, le ^{218}Po . Cela a pour effet d'introduire dans le détecteur du ^{214}Bi . Pour limiter la pénétration de ce gaz, le détecteur a été rendu le plus étanche possible. A l'intérieur du trajectographe, le radon peut se déposer sur les sources émettrices $\beta\beta$ et les cellules à dérive en particulier.

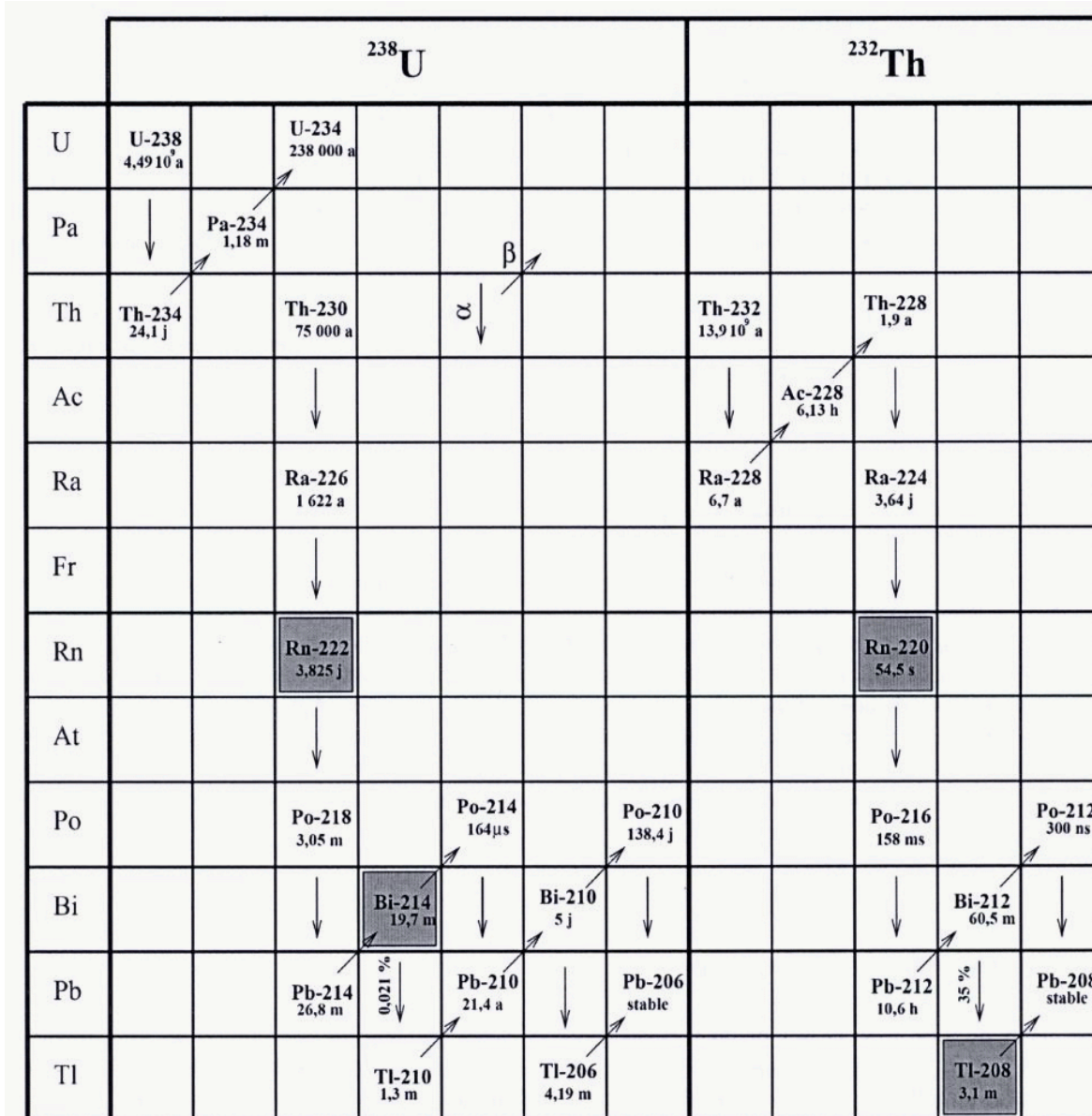


Fig. 4.6 : Filiation des familles radioactives naturelles du ^{238}U et du ^{232}Th .

Lors de la phase I de la prise de données, l'activité en radon de l'air contenu à l'intérieur des blindages du détecteur était la même que dans l'air du laboratoire, soit en moyenne $16,4 \text{ Bq/m}^3$ selon les mesures effectuées par le détecteur de radon. L'installation de l'usine anti-radon et l'injection d'air sans radon dans la tente du détecteur NEMO3 (sections 2.5 et 2.6.4) ont permis d'atteindre une activité en radon de $0,2 \text{ Bq/m}^3$ dans l'air autour du détecteur pour la phase II. La mesure de l'activité en radon de l'air en sortie du détecteur donne $1\text{-}2 \text{ mBq/m}^3$. Ainsi, une réduction de l'activité de deux ordres de grandeur est mesurée pour l'air autour du détecteur, mais elle n'est que d'un facteur 10 pour l'air à l'intérieur de NEMO3. Ce résultat peut s'expliquer par un dégazage de certains éléments du détecteur lui-même.

Le ^{214}Bi

Le ^{214}Bi est un descendant du ^{238}U ou du ^{226}Ra . Il évolue vers le ^{214}Po par désintégration bêta dans 99,72 % des cas. L'énergie de cette transition est $Q_\beta = 3,27 \text{ MeV}$. La désintégration bêta du ^{214}Bi peut avoir lieu vers l'état fondamental ou les états excités du ^{214}Po comme le montre la figure 4.8 : on a donc émission d'un électron, éventuellement accompagné d'un photon ou d'un électron de conversion. Les énergies de ces particules sont présentées dans la table 4.1.

Parmi les transitions possibles, l'émission β^- de 1893 keV accompagnée de celle d'un électron de conversion de 1323 keV est celle qui contribue le plus (47 %) au bruit de fond du signal $\beta\beta 0\nu$ provoqué par le ^{214}Bi dans les sources [53]. Une simulation de la désintégration de ^{214}Bi dans les sources de ^{82}Se permet d'obtenir le spectre de la somme en énergie des deux électrons présenté à la figure 4.7 pour les événements d'origine interne où uniquement deux électrons sont détectés.

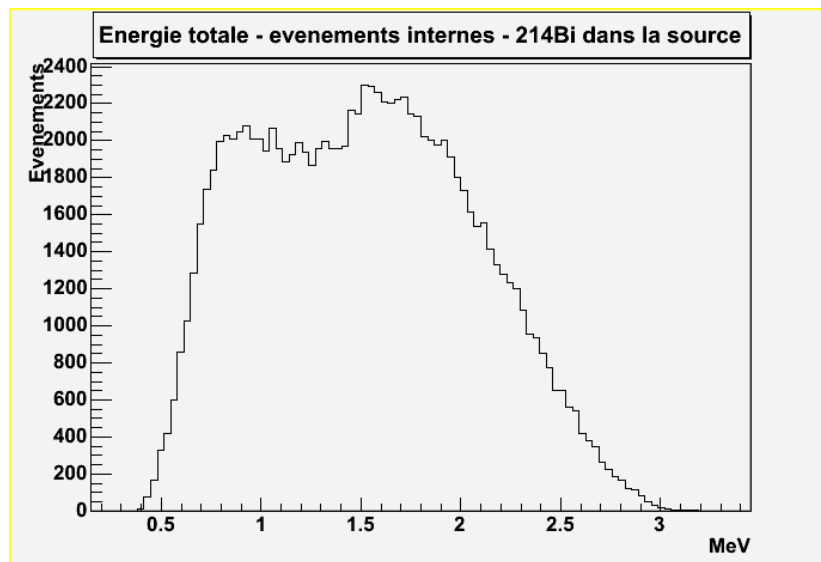


Fig. 4.7 : Distribution de l'énergie totale des événements internes simulés de ^{214}Bi dans la source de ^{82}Se . L'échelle des ordonnées est arbitraire.

Le ^{214}Bi est également présent dans le verre des photomultiplicateurs. Le choix des types de photomultiplicateurs employés dans le détecteur NEMO3 s'est fait selon leur radioactivité, mais aussi de leur résolution en énergie et en temps. L'activité maximale en ^{214}Bi pour les PM est fixée à 0,83 Bq/kg.

Le radon présent à l'intérieur du détecteur décroît vers le ^{218}Po , qui se dépose à la surface des sources et sur les cellules Geiger du trajectographe. Ainsi, du ^{214}Bi se trouve sur les feuilles de ^{82}Se et sur les cellules à dérive.

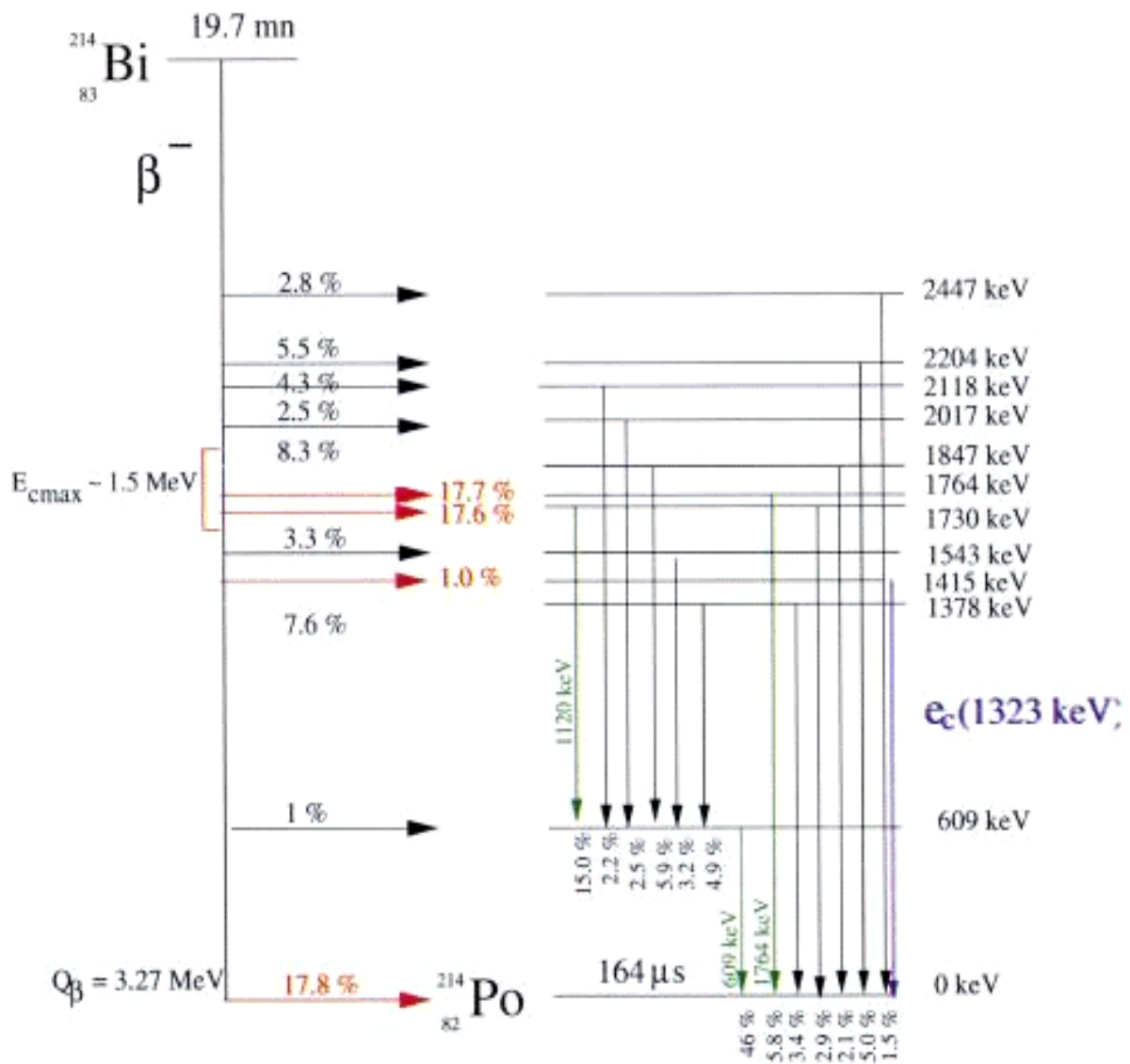


Fig. 4.8 : Schéma partiel de désintégration du ^{214}Bi [54].
Seules les transitions dont l'intensité est supérieure à 1 % sont représentées.

Autres isotopes de la filiation radioactive du ^{238}U

La filiation radioactive de l' ^{238}U engendre des émetteurs β^- pour lesquels l'énergie de la transition est trop faible pour créer un bruit de fond pour le processus interdit. Il s'agit du $^{234\text{m}}\text{Pa}$, du ^{214}Pb , et du ^{210}Bi . L'énergie des transitions associées à ces isotopes est présentée dans la table 4.2. La présence de ces isotopes dans les feuilles sources engendre un bruit de fond interne pour le processus permis uniquement.

Electrons émis par désintégration β^-	Q_β (keV)	Intensité (%)
	1423	8,4
	1505	17,7
	1540	17,6
	1893	7,6
	3270	17,8
Rayonnements γ	E_γ (keV)	Intensité (%)
	609	46
	1120	15,0
	1764	15,8
	2204	5,0
	2447	1,5
Electron de conversion	Energie (keV)	Intensité (%)
	1323	22

Table 4.1 : Type de particules émises lors de la désintégration du ^{214}Bi et intensités pour 100 désintégrations.

Isotope	Q_β (keV)	Energie γ (keV)	Intensité γ (%)
$^{234\text{m}}\text{Pa}$	2195	1001,0	0,84
^{214}Pb	1032	242,0	7,4
		295,2	19,3
		351,9	37,6
^{210}Bi	1160		

Table 4.2 : Isotopes descendant du ^{238}U à l'origine de bruit de fond pour le processus $\beta\beta 2\nu$.

Une contamination du trajectographe par le ^{214}Pb découle du dépôt de radon sur les cellules à dérive du trajectographe. Notons que l'activité en ^{214}Pb pour ces surfaces est égale à celle du ^{214}Bi . Ces activités peuvent être déduites de l'analyse des données de l'expérience.

L'analyse des données de NEMO3 correspondant à l'émission d'un électron depuis les cellules à dérives a montré la présence de ^{210}Bi sur ces dernières [55]. Le ^{210}Bi est le descendant du ^{210}Pb dont la période radioactive est de 21,4 ans. Ce ^{210}Bi découle donc de contaminations des cellules Geiger antérieures au début de la prise de données, et ne provient donc pas du radon qui s'est infiltré dans le détecteur.

La présence de ^{210}Bi à la surface des blocs de scintillateur a été mise en évidence par l'analyse des données de l'expérience [56]. Comme la contamination de la surface des cellules à dérive, cette pollution ne peut provenir du radon dans le trajectographe. Le dépôt était donc présent avant la mise en service du détecteur. Le ^{210}Bi peut se trouver en surface des blocs de scintillateur, ou sur l'habillage de mylar. Une mesure de cette contamination sera effectuée par la suite (voir la section 5.2).

4.2.3 - La chaîne radioactive du ^{232}Th

Le ^{232}Th est présent dans certains éléments du détecteur NEMO3. Sa filiation est présentée figure 4.6.

Le thoron

Comme le radon, le thoron est issu de la roche du LSM. Son activité dans l'air du laboratoire est beaucoup plus faible que celle en radon dans l'air du laboratoire. Il pourra donc être considéré comme négligeable à l'intérieur du détecteur pour la phase II, et son activité sera très faible pour la phase I [40].

Le ^{208}Tl

Le ^{208}Tl est un descendant du ^{212}Bi avec un rapport de branchement de 36 %. Emetteur bêta, il se désintègre en ^{208}Pb . L'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$ lors de ce processus est de 4,99 MeV. Comme le montre le schéma de désintégration (fig. 4.9), cette désintégration bêta engendre dans 100 % des cas l'émission d'un photon de 2,615 MeV ou de l'électron de conversion correspondant (dans 0,24 % des cas). Les caractéristiques des particules émises lors de la désintégration du ^{208}Tl sont présentées dans la table 4.3. L'émission de l'électron de conversion de 2527 keV est à l'origine de 80 % du bruit de fond généré par la présence de ^{208}Tl dans les sources.

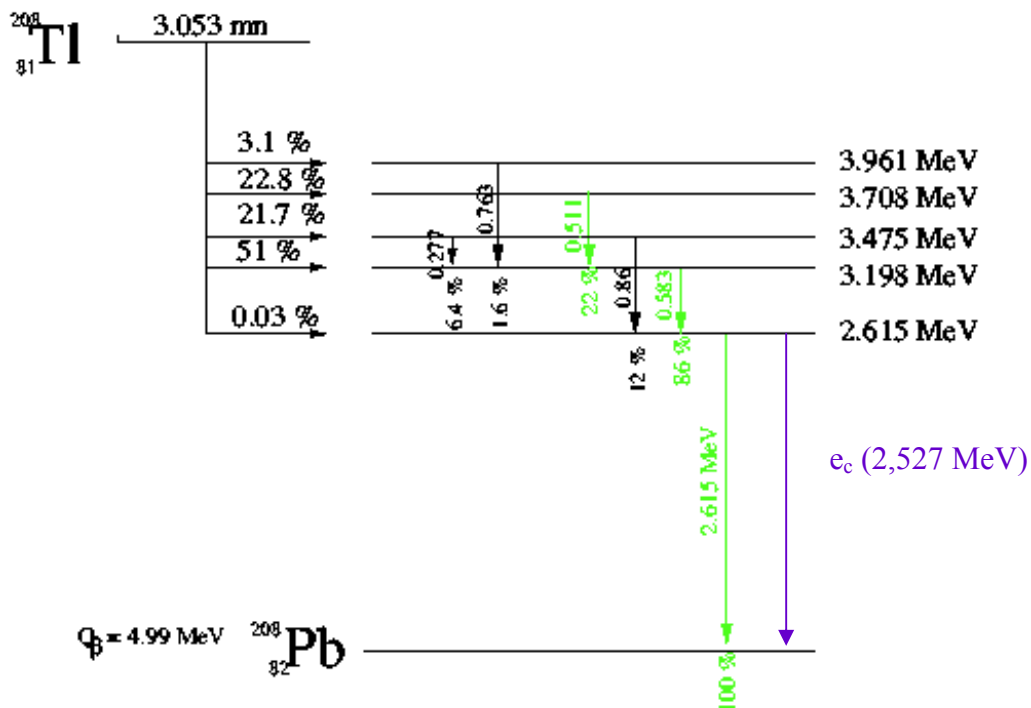


Fig. 4.9 - Schéma de désintégration du ^{208}Tl [54].

La figure 4.10 présente le spectre en énergie totale d'évènements internes simulés de ^{208}Tl dans une source de ^{82}Se . Le ^{208}Tl présent dans les sources peut générer des évènements à deux électrons jusqu'à 4 MeV ce qui en fait un isotope particulièrement dangereux pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrino.

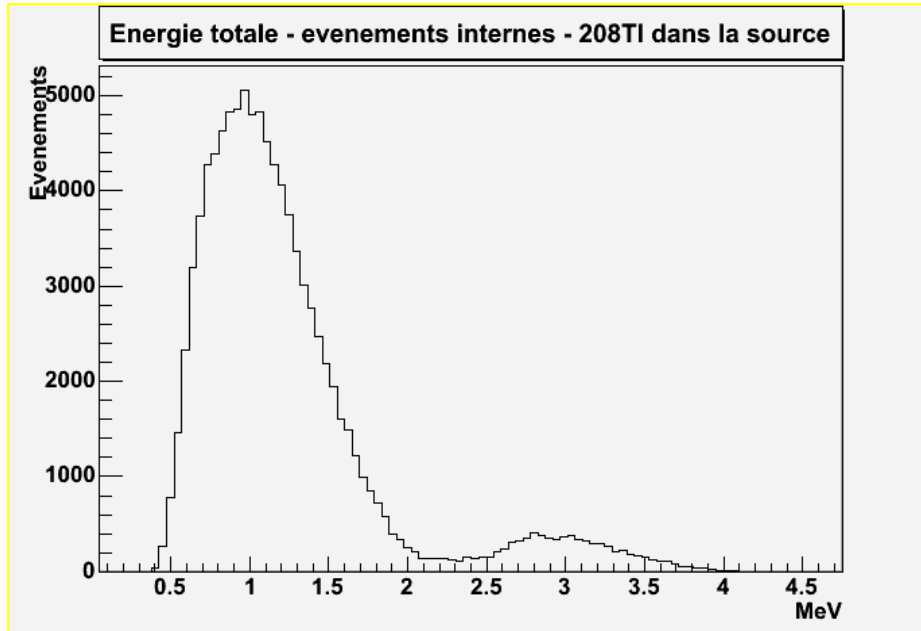


Fig. 4.10 : Distribution de l'énergie totale des évènements internes simulés de ^{208}Tl dans la source de ^{82}Se . L'échelle des ordonnées est arbitraire.

Electrons émis par désintégration β^-	Q_β (keV)	Intensité (%)
	1285	24,0
	1519	22,2
	1796	49,3
Rayonnements γ	E_γ (keV)	Intensité (%)
	511	22,1
	583	86,0
	860	13,8
	2615	100
Electron de conversion	Energie (keV)	Intensité (%)
	2527	0,24

Table 4.3 : Type de particules émises lors de la désintégration du ^{208}Tl et intensités pour 100 désintégrations.

Le verre des PM renferme également du ^{208}Tl qui traduit la présence de $^{232}\text{Th}/^{228}\text{Ra}$. L'exigence pour l'activité maximale en ^{208}Tl est de 0,17 Bq/kg.

Autres isotopes de la filiation radioactive du ^{232}Th

Le ^{232}Th est à l'origine du ^{228}Ac et du ^{212}Bi , émetteurs β^- qui vont contribuer au bruit de fond du processus permis. L'énergie des transitions associées à ces isotopes est présentée dans la table 4.4.

Isotope	Q_β (keV)	Energie γ (keV)	Intensité γ (%)
^{228}Ac	2142	338,3	11,3
		911,2	25,8
		964,8	5,0
		969,0	15,8
^{212}Bi	2248	727,3	6,6

Table 4.4 : Isotopes descendant du ^{232}Th à l'origine de bruit de fond pour le processus $\beta\beta 2\nu$.

Ces isotopes contribuent au bruit de fond pour le processus permis. Ils sont présents dans la source, et le ^{228}Ac dans le verre des PM va aussi participer au bruit de fond externe.

4.2.4 - Le ^{40}K

Le potassium naturel présent dans certains des matériaux du détecteur contient l'isotope 40, dont la durée de vie est de $1,521 \cdot 10^9$ ans. Le ^{40}K évolue vers le ^{40}Ca par désintégration β^- avec un rapport de branchement de 89 % avec un Q_β associé de 1312 keV. Dans 11 % des cas, il se désintègre en ^{40}Ar par capture électronique suivie de l'émission d'un rayonnement γ de 1460,8 keV. Il constitue une source de bruit de fond pour le processus de double désintégration bêta permis.

Le ^{40}K est présent dans les feuilles sources et va produire des événements à deux électrons par les mécanismes présentés précédemment et participer au bruit de fond interne.

Le ^{40}K est également présent dans le verre des photomultiplicateurs, et sa présence a été mise en évidence par spectrométrie γ dans le scintillateur plastique provenant de Dubna, qui constitue les murs du calorimètre et va contribuer au bruit de fond de type externe. Cet isotope va ainsi contribuer au fond externe.

4.2.5 - Autres radioisotopes

Le ^{60}Co

Les pétales haut et bas sont constitués de plaques de fer usinées pour pouvoir supporter les compteurs et les cellules à dérive. Le ^{60}Co a été mis en évidence dans ces pétales suite à leur étude par spectrométrie γ .

Le ^{60}Co est une source de bruit de fond externe pour la transition $\beta\beta 2\nu$, car il émet des rayonnements γ de 1332,5 keV et 1173,2 keV qui peuvent interagir avec la source. L'énergie de ces rayonnements est insuffisante pour faire du ^{60}Co une source de bruit de fond pour le processus interdit.

L', ^{152}Eu

Les mesures par spectrométrie γ de l'activité des contaminants inclus et en surface des blocs de scintillateurs a montré la présence de ^{152}Eu dans les blocs produits et usinés à Dubna. Cet isotope, dans son état fondamental, a une période radioactive de 13,33 ans et est donc toujours présent dans le détecteur. C'est dans 27,9 % des cas un émetteur β^- avec un Q_β de 1822,1 keV pour la transition. Il émet également des rayonnements γ de 779 keV, 964 keV, 1112 keV et 1408 keV. L'analyse des données de l'expérience va permettre de mesurer l'activité du ^{152}Eu déposé sur le calorimètre.

4.2.6 - Les rayonnements gamma et les neutrons

Le détecteur bénéficie d'une bonne protection contre le rayonnement cosmique de par son implantation en site souterrain au LSM, situé sous 1800m de roche qui équivalent à 4800m d'eau. Le flux de muons dans le laboratoire est de l'ordre de 4 muons par jour et par m^2 seulement.

Le bruit de fond induit par les muons peut résulter de leur interaction à l'extérieur ou à l'intérieur du détecteur. Les muons sont à l'origine d'un flux de rayonnements γ dans le laboratoire. Ces rayonnements γ sont créés par le bremsstrahlung des muons. Les muons ayant une énergie moyenne de 300 GeV lorsqu'ils arrivent à la profondeur du laboratoire, ils sont très pénétrants et peuvent traverser le détecteur en produisant des rayonnements γ près de la source. Leur flux dans le laboratoire étant très faible, ce dernier bruit de fond est négligeable.

Les rayonnements γ peuvent également provenir de la capture radiative des neutrons autour et dans les matériaux du détecteur. La capture radiative des neutrons dans des matériaux tels que le fer ou le cuivre en particulier peut produire des rayonnements γ d'énergie supérieure ou égale à 3 MeV. Les neutrons peuvent avoir plusieurs origines : la fission spontanée de l'uranium, les réactions (α, n) et l'interaction des muons dans la roche autour du laboratoire. Cette troisième contribution est négligeable par rapport aux autres. Les flux de neutrons ont été mesurés dans le LSM : $(1,6 \pm 0,1) \cdot 10^{-6}$ neutrons. $\text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour les neutrons thermiques et de $(4,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-6}$ neutrons. $\text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour les neutrons rapides [41]. Comparés au flux au niveau de la mer, ces flux sont réduits d'un facteur 10^3 .

Une étude de la contribution des rayonnements γ issus de la capture radiative des neutrons dans le détecteur et le laboratoire au bruit de fond externe a montré que celle-ci est négligeable [51]. On peut estimer, d'après les résultats obtenus pour les sources de ^{100}Mo , que les rayonnements γ issus de la capture radiative des neutrons contribuent à hauteur de $0,001 \pm 0,001$ évènement pour la phase I et moins de $2 \cdot 10^{-8}$ évènement pour la phase II au bruit de fond du processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se . Par la suite, nous ne retiendrons ni les rayonnements γ induits par les neutrons, ni ceux induits par les muons dans le modèle du fond externe.

4.3 - Mesure de la radiopureté des sources et des matériaux du détecteur par spectrométrie γ

4.3.1 – Mesure de la radiopureté des sources

L'activité des différents contaminants radioactifs présents dans les sources du détecteur a été déterminée par des mesures effectuées par spectrométrie γ avec des détecteurs germanium bas bruits de fond [57]. La mesure de l'activité d'un contaminant par cette technique est basée sur l'étude de l'énergie des raies γ ainsi que de leur intensité. Selon la sensibilité du détecteur et l'activité de l'échantillon, une valeur ou une limite supérieure sur l'activité de la contamination peut être obtenue. Les contaminations mesurées pour la source de ^{82}Se sont exposées dans la table 4.5.

	^{40}K	^{238}U		^{232}Th	
		$^{234\text{m}}\text{Pa}$	^{214}Bi et ^{214}Pb	^{228}Ac	^{208}Tl
Activité (mBq/kg)	55 ± 5	< 18	$1,2 \pm 0,5$	< 1	$0,4 \pm 0,1$

Table 4.5 : Activités mesurées en mBq/kg pour un échantillon de 800 g de source de ^{82}Se pendant une durée de 628 h par spectrométrie γ .

La mesure de l'activité en ^{210}Bi de l'échantillon n'a pu être obtenue par spectrométrie γ . Il est toutefois possible de la déterminer à partir des données enregistrées par le détecteur NEMO3, comme nous le verrons dans le chapitre 5. Une limite supérieure a été obtenue pour l'activité en $^{234\text{m}}\text{Pa}$ et en ^{228}Ac . Là encore, ces activités seront déterminées précisément à partir des données de l'expérience.

4.3.2 – Mesure de la radiopureté du calorimètre

Le choix des types de photomultiplicateurs employés dans le détecteur NEMO3 s'est fait selon leur radioactivité, mais aussi de leur résolution en énergie et en temps. Les exigences pour les activités maximales en ^{40}K , ^{214}Bi et ^{208}Tl sont fixées à respectivement 1,7, 0,83, et 0,17 Bq/kg. L'entreprise Hamamatsu a été choisie pour produire les PM de NEMO3, leur verre étant de 100 à 1000 fois plus pur que le verre ordinaire. Les activités correspondantes sont données dans la table 4.6.

	^{40}K	^{214}Bi	^{208}Tl
Activité totale (en Bq) des PM 3'' R6091 (1040 pièces, 230 g/PM)	354	86	5,2
Activité totale (en Bq) des PM 5'' R6594 (900 pièces, 385 g/PM)	477	216	12,6
Somme des activités (en Bq)	831	302	17,8

Table 4.6 - Radioactivité totale pour l'ensemble des PM Hamamatsu dans NEMO3, exprimée en Bq mesurée avec des détecteurs HPGe [57].

L'activité du verre des photomultiplicateurs en ^{228}Ac peut être déduite de celle mesurée par spectroscopie γ pour le ^{208}Tl . Elle est de 49,4 Bq pour l'ensemble du détecteur.

Une activité de (17 ± 2) mBq/kg de ^{40}K a été mise en évidence par spectrométrie γ dans le scintillateur plastique provenant de Dubna, qui constitue les murs du calorimètre. Cela représente une activité totale de (92 ± 11) Bq pour l'ensemble des murs du calorimètre.

4.3.3 – Mesure de la radiopureté des pétales de fer

La spectroscopie γ a permis de mettre en évidence la présence de ^{60}Co a été mis en évidence dans les pétales. Une activité de (17 ± 4) Bq a été mesurée pour l'ensemble du détecteur.

4.4 - Modèle du bruit de fond

4.4.1 – Modèle du bruit de fond de type interne

Le modèle retenu pour le bruit de fond interne à la source de ^{82}Se inclut ainsi des contaminations en $^{234\text{m}}\text{Pa}$, ^{214}Pb , ^{214}Bi et le ^{210}Bi , descendants du ^{238}U . Le ^{228}Ac et le ^{208}Tl , appartenant à la chaîne radioactive du ^{232}Th , seront également pris en compte. Le ^{40}K est également une contamination à ajouter à ce modèle. Toutes ces contributions créent un bruit de fond pour le processus permis $\beta\beta 2\nu$, et seuls les isotopes ^{214}Bi et ^{208}Tl en génèrent un pour la recherche du processus $\beta\beta 0\nu$. La mesure des activités de ces radio-isotopes fera l'objet du chapitre 5.

4.4.2 – Modèle du bruit de fond de type externe

Le modèle du bruit de fond externe sera défini de la façon suivante :

- Des contaminations de ^{214}Bi , ^{208}Tl , ^{228}Ac et ^{40}K dans le verre des photomultiplicateurs.
- Un dépôt de radon sur les sources se traduisant par la présence de ^{214}Pb et ^{214}Bi en surface des feuilles.
- Une contamination de la surface des cellules du trajectographe en ^{214}Pb et ^{214}Bi (radon) et ^{210}Bi (antérieure au montage).
- Une contamination en ^{60}Co des pétales.
- La présence de ^{214}Bi et de ^{208}Tl dans l'air à l'intérieur des blindages du détecteur.
- Un dépôt de ^{210}Bi à la surface de l'ensemble des blocs de scintillateur du calorimètre, et un dépôt de ^{152}Eu à la surface des blocs provenant de Dubna.
- La présence de ^{40}K dans les blocs de scintillateurs provenant de Dubna.

4.5 - Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons identifié les isotopes et les processus à l'origine de bruit de fond pour le signal $\beta\beta 0\nu$ recherché : il s'agit du ^{214}Bi et du ^{208}Tl , issus de la radioactivité naturelle, et de la double désintégration β permise, à cause de la résolution en énergie du détecteur. La désintégration $\beta\beta 2\nu$ devra donc être étudiée pour estimer précisément sa contribution au bruit de fond.

Le bruit de fond engendré par les rayonnements γ issus du rayonnement cosmique et de la capture radiative des neutrons dans et autour du détecteur a été estimé comme négligeable.

Le modèle proposé dans ce chapitre inclut des isotopes qui vont créer un bruit de fond pour les transitions $\beta\beta 0\nu$ et $\beta\beta 2\nu$, et d'autres, pour la transition $\beta\beta 2\nu$ uniquement. La mesure de ces différentes composantes de bruit de fond fera l'objet du chapitre 5.

Chapitre 5

Mesure des composantes de bruit de fond de l'expérience pour les désintégrations $\beta\beta 0\nu$ et $\beta\beta 2\nu$

Ce chapitre présente les mesures des différents bruits de fond en utilisant les processus précédemment décrits. A partir des données enregistrées, nous allons pouvoir quantifier les bruits de fond de types externe et interne pour les processus $\beta\beta 0\nu$ et $\beta\beta 2\nu$. Les sources émettrices $\beta\beta$, ainsi que l'ensemble des matériaux du détecteur, ayant fait l'objet de mesures de radiopureté par spectrométrie γ , on dispose donc d'une première évaluation de ces fonds.

L'étude de chaque composante du bruit de fond va faire appel à plusieurs topologies d'évènements ou canaux d'analyse complémentaires. Dans ce chapitre, les activités des sources de bruit de fond seront déterminées séparément pour les phases I et II. En effet, les conditions expérimentales sont différentes pour les deux phases, ce qui implique des variations dans les activités de certaines sources de bruit de fond.

Nous étudierons tout d'abord les sources de bruit de fond externes. Une fois les caractéristiques de ces sources connues, il sera possible de mesurer les activités des sources de bruit de fond interne.

5.1 – Définition des particules dans l'analyse de données

Dans les différents canaux d'analyse employés par la suite, les critères qui définissent un électron seront les mêmes. De même, la définition d'un rayonnement γ sera commune à tous les canaux. Nous allons définir ces particules dans l'analyse de données.

5.1.1 - Définition de l'électron

Les critères dans l'analyse définissant un électron sont les suivants :

- A un électron correspond une trace reconstruite, qui ne doit pas compter plus de deux cellules déclenchées voisines qui ne lui seraient pas associées, ceci

dans le but de reconstruire la trace, et le vertex de la particule, sans ambiguïté.

- La trace doit être associée à un photomultiplicateur isolé qui a enregistré un dépôt d'énergie, c'est-à-dire qu'un point d'intersection entre la trace et la surface du bloc de scintillateur plastique concerné peut être trouvée.
- La trace doit comprendre au minimum une cellule à dérive déclenchée dans les deux plans de fils les plus proches de la source, et les deux plans proches du PM. Ceci a pour but de s'assurer que le point d'intersection de la trace et de la source et le point d'impact de l'électron sur le scintillateur dans lequel de l'énergie a été déposée sont déterminés avec la meilleure précision possible.
- Le dépôt minimal d'énergie enregistré par les PM doit être de 200 keV. En-dessous de ce seuil, la fonction de correction temps-énergie n'est pas bien définie, et la résolution temporelle se dégrade. On risquerait alors de ne pas évaluer le temps de vol de l'électron correctement.
- Le gain des photomultiplicateurs déclenchés doit être au plus de 6 keV par canal ADC: on rejette ainsi les PM dont les gains sont mal contrôlés.
- Un scintillateur déclenché dans la première « couronne » de scintillateurs des pétales haut et bas implique le rejet de l'évènement : il est trop proche de la source pour permettre une détermination précise du temps de vol de l'électron.
- Pour les évènements impliquant un PM déclenché dans les pétales, le point d'intersection entre la trace et la surface du scintillateur associé doit se situer sur la face avant de ce dernier. Cette condition est nécessaire pour connaître précisément la longueur de la trace. De plus, si l'électron pénètre dans le bloc de scintillateur par une face latérale, sa perte d'énergie dans l'habillage du bloc est difficile à estimer et ne peut donc être corrigée de façon satisfaisante.

5.1.2 - Définition du rayonnement γ

Un rayonnement γ sera défini par les critères suivants :

- L'évènement doit comporter un ou deux PM adjacents déclenchés, sans trace associée.
- L'énergie minimale associée au γ est de 200keV, comme dans le cas de l'électron pour une bonne mesure du temps de vol.

5.2 – Mesure du bruit de fond par le canal « un électron traversant » pour les phases I et II

5.2.1 - Le canal d'analyse « un électron traversant »

Le canal d'analyse « électron traversant » ou OCE (pour One Crossing Electron) porte sur les événements dans lesquels un électron traverse le trajectographe de part en part en interagissant avec la source (cf. fig. 5.1) ou est rétrodiffusé au niveau de la source. Cet électron est soit produit par effet Compton d'un rayonnement γ dans un bloc de scintillateur plastique du calorimètre (mécanisme fig. 5.2.a), soit provient d'un émetteur β^- présent dans le scintillateur (mécanisme figure 5.2.b) ou soit d'un émetteur $\beta - \gamma$ déposé en surface du scintillateur pour lequel l'électron traverse le détecteur et le photon déclenche le scintillateur (mécanisme figure 5.2.c).

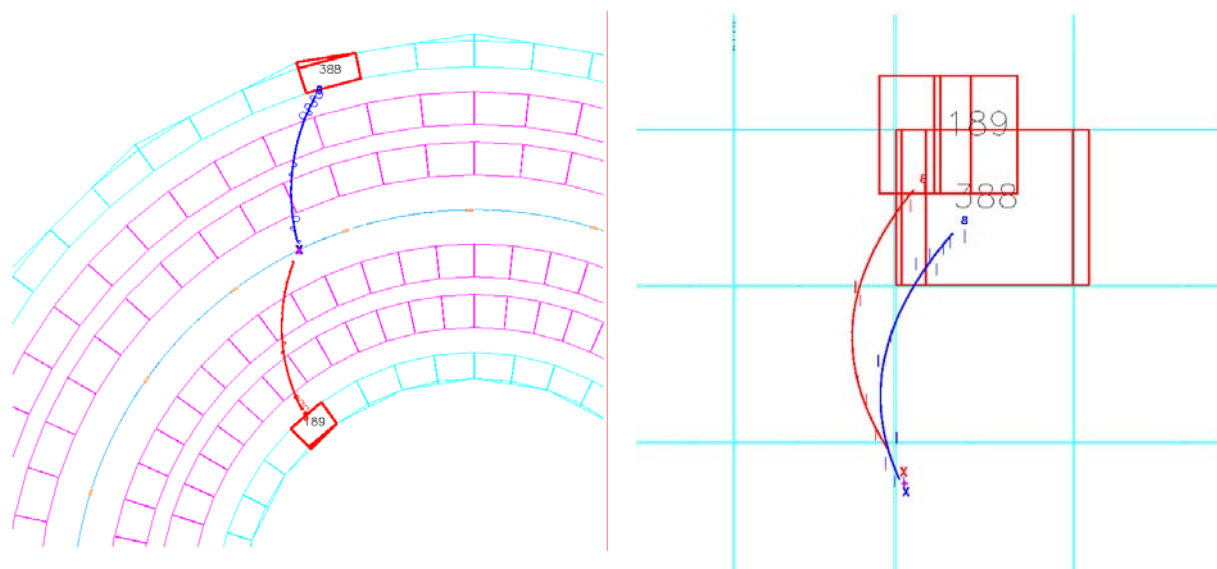


Fig. 5.1 : Un évènement de type « électron traversant » - Vue de dessus dans la partie gauche de la figure, et de côté dans la partie droite. L'association de la trace et du scintillateur définit l'électron.

L'étude de ce canal permet de remonter aux rayonnements γ créés à l'extérieur du calorimètre. C'est un canal privilégié pour l'étude des isotopes présents dans les PM (^{214}Bi , ^{208}Tl , ^{228}Ac , ^{40}K), et, pour la phase I de la prise de données, du radon et du thoron présents dans l'air entre les blindages et le calorimètre, à travers leurs descendants respectifs le ^{214}Bi et le ^{208}Tl .

Ce canal va également permettre de mesurer les contaminations en ^{152}Eu et en ^{210}Bi présentes à la surface des blocs de scintillateur plastique : ces deux isotopes sont des émetteurs β^- et sont donc susceptibles de produire un électron qui se propagera à travers le trajectographe pour déclencher un PM. L'autre PM est déclenché soit par un rayonnement γ émis en coïncidence ou par l'électron lui-même. Le ^{60}Co présents dans les plaques de fer des pétales haut et bas sera également accessible, de même que le ^{40}K dans les blocs de scintillateur.

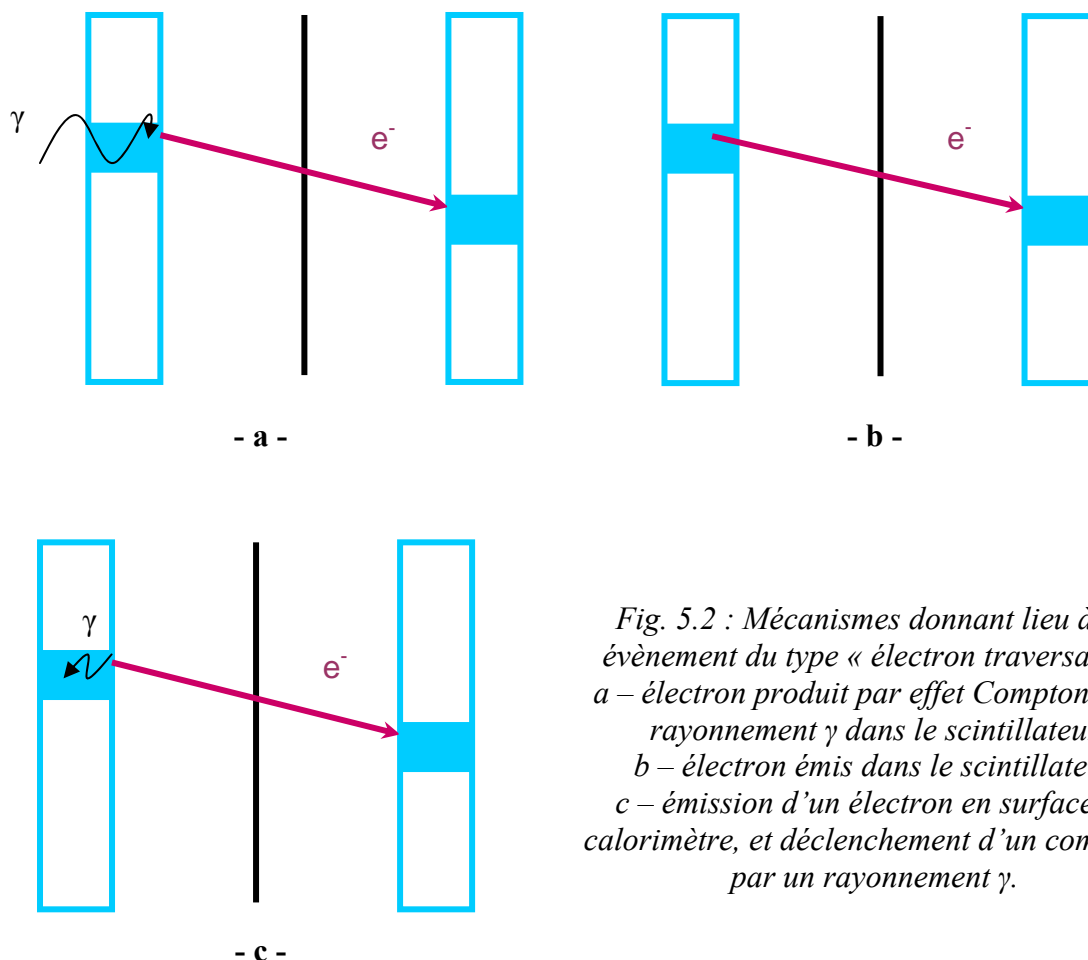


Fig. 5.2 : Mécanismes donnant lieu à un évènement du type « électron traversant ».
 a – électron produit par effet Compton d'un rayonnement γ dans le scintillateur
 b – électron émis dans le scintillateur
 c – émission d'un électron en surface du calorimètre, et déclenchement d'un compteur par un rayonnement γ .

Afin d'isoler les évènements OCE dans les données enregistrées par l'expérience, les critères de sélection suivants ont été définis :

- Afin de sélectionner un électron traversant le trajectographe ou rétrodiffusé au niveau de la source, il est nécessaire de retenir deux traces, une pour la trajectoire avant interaction avec la source, et une pour celle après cette interaction.
- Il doit y avoir une cohérence spatiale des traces au niveau de la source. En effet, les deux traces sont associées au même électron, et les intersections reconstruites avec la feuille-source doivent donc converger vers le même point. On impose donc une distance maximale de 4cm entre les intersections reconstruites entre les traces et la source dans le plan longitudinal et de 2cm dans le plan transverse. Les points d'intersection reconstruits doivent se trouver sur la même feuille-source.
- L'évènement doit satisfaire l'hypothèse externe (cf. section 3.3.4). On fixera donc une probabilité minimale pour que l'évènement soit externe de 4% et une probabilité maximale pour l'hypothèse interne de 1%. On s'assure ainsi que l'évènement ne consiste pas en une émission simultanée de particules depuis la feuille.

- Dans le champ magnétique auquel le détecteur est soumis, la trajectoire d'un électron se propageant depuis un mur du calorimètre vers la feuille a la même courbure que celle d'un positon qui se propagerait vers ce mur depuis la source : l'électron est donc perçu comme un positon depuis la source, et la courbure de sa trajectoire est comptée positive. Pour un évènement de type OCE, une des traces aura donc une courbure comptée positive (celle associée à l'électron se propageant depuis un mur) et l'autre, une courbure négative (celle correspondant à l'électron se propageant depuis la feuille).

5.2.2 - Détermination de l'activité des éléments du calorimètre pour la phase II

La différence des conditions expérimentales entre les phases I et II de l'expérience implique un traitement séparé des données des deux phases. En effet, l'injection d'air sans radon autour du détecteur a fait baisser d'un facteur 100 environ la concentration en radon par rapport à l'air du laboratoire [58]. De plus, certains photomultiplicateurs présentant un comportement anormal sont déconnectés, et le nombre de PM fonctionnels varie donc entre la phase I et la phase II, modifiant ainsi l'efficacité de détection pour tous les canaux d'analyse.

Nous commencerons l'analyse du bruit de fond de type externe à partir des données de la phase II de l'expérience. Cette phase de prise de données présente l'avantage d'une concentration négligeable en radon et en thoron de l'air compris entre les blindages et le calorimètre. Nous pourrions alors extrapoler les activités déterminées pour les différentes contributions au fond externe à la phase I et déduire les contributions en radon et en thoron propres à cette phase.

La table 5.1 résume les mesures obtenues par spectrométrie γ pour chacune des composantes du bruit de fond étudiées ici.

Composante	Activité (en Bq) Spectrométrie γ	Activité (en Bq) Détecteur de radon
^{214}Bi dans les PM	302	-
^{208}Tl dans les PM	17,8	-
^{228}Ac dans les PM	49,4	-
^{40}K dans les PM	831	-
^{60}Co dans les pétales	17	-
^{40}K dans les blocs de scintillateur (murs)	91	-
^{152}Eu sur les blocs de scintillateur (murs)	traces	-
^{214}Bi dans l'air interne au blindage (52,1 m ³)	-	Phase I : 854 Phase II : 10,4
^{208}Tl dans l'air interne au blindage (52,1 m ³)	-	Phase I : 4,5 Phase II : 0,06

Table 5.1 : Activités mesurées par spectrométrie γ [59] et par détecteur de radon pour différentes composantes du bruit de fond externe. L'activité des photomultiplicateurs en ^{228}Ac est déterminée d'après celle en ^{208}Tl en supposant la chaîne radioactive à l'équilibre.

Pour cette phase de prise de données, la sélection des évènements suivant les critères définis pour le canal d'analyse électron traversant donne le spectre en énergie totale, qui est la somme de l'énergie déposée dans les deux PM, présenté à la figure 5.3. A partir de ce spectre, on va évaluer les contributions des composantes présentées dans la table 5.1. Cette évaluation nécessite la simulation des désintégrations de ces isotopes dans les PM, les pétales, et dans la masse ou à la surface des blocs de scintillateur plastique. Ces simulations sont effectuées avec le programme NEMOS 7.0, présenté à la section 3.2. Les spectres en énergie obtenus pour les simulations sont alors normalisés à la durée d'acquisition de la phase II.

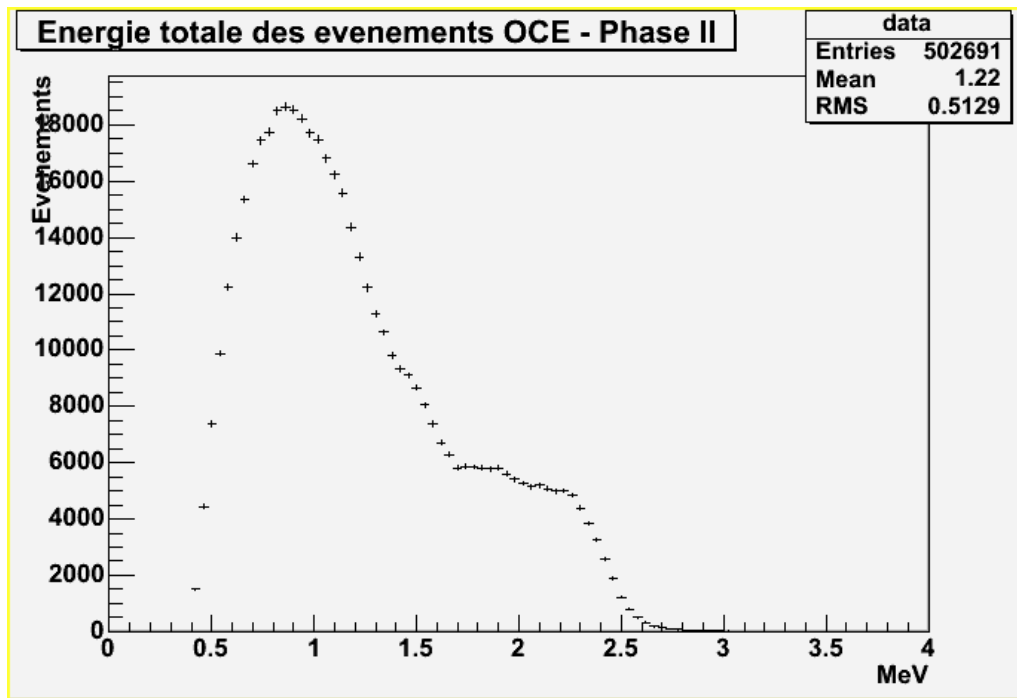


Fig. 5.3 : Spectre de l'énergie totale pour les évènements réels correspondant au canal d'analyse OCE pour la phase II de l'expérience.

Seuls le ^{214}Bi et le ^{208}Tl présents dans le verre des photomultiplicateurs vont contribuer aux hautes énergies du spectre, c'est-à-dire au-delà de 1,7 MeV, comme le montrent les spectres obtenus par simulation de ces isotopes (fig. 5.4). Si on extrapole les contributions de ces deux composantes dans le spectre en énergie totale des évènements OCE à partir des activités mesurées par spectrométrie γ , on constate que le spectre des données réelles n'est pas reproduit de façon satisfaisante : il présente un excès d'évènements par rapport aux contributions évaluées en ^{214}Bi et en ^{208}Tl pour les PM (voir fig. 5.5). Ces deux contributions doivent être évaluées plus précisément pour correspondre aux données enregistrées par le détecteur.

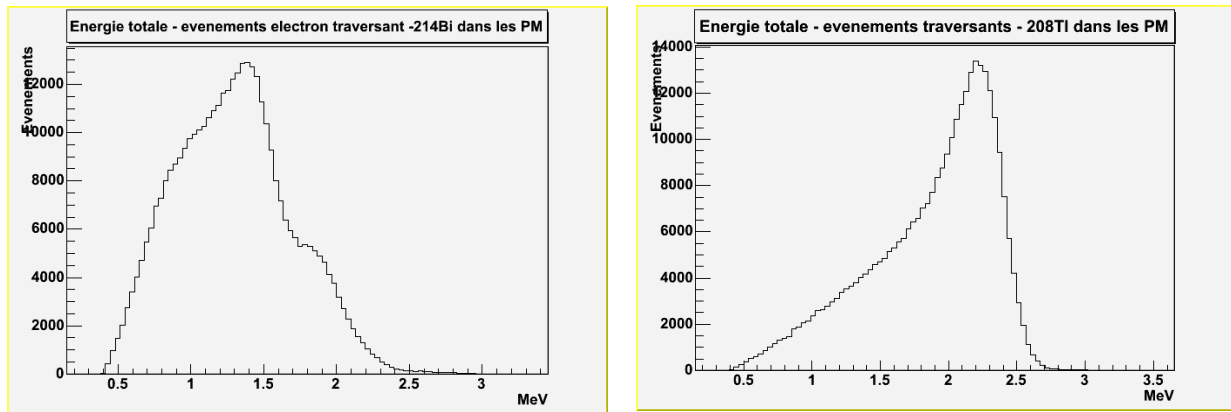


Fig. 5. 4 : Spectre de l'énergie totale des évènements électron traversant obtenus par simulation de la désintégration du ^{214}Bi (à gauche) et du ^{208}Tl (à droite) dans les photomultiplicateurs. La normalisation est arbitraire.

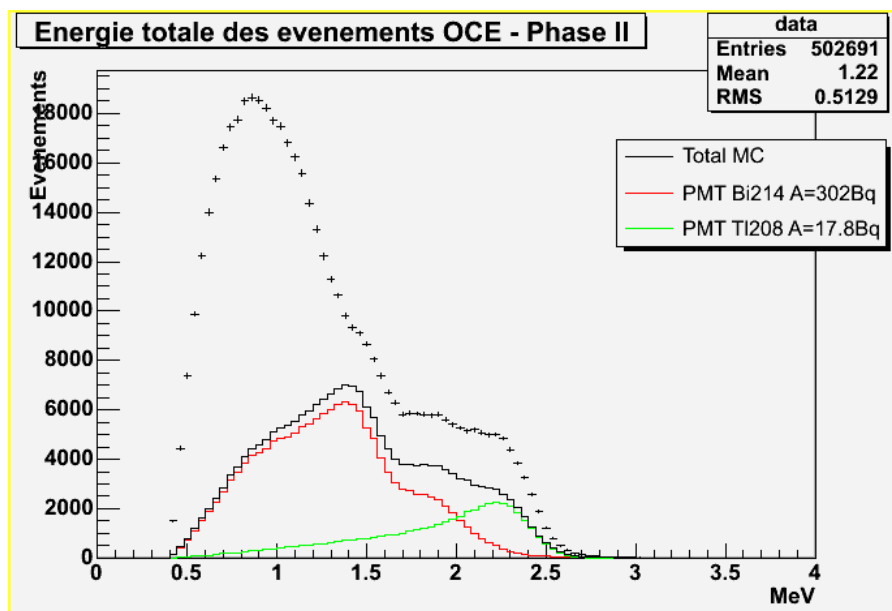


Fig. 5.5 : Spectre de l'énergie totale pour les données réelles et les contributions simulées du ^{214}Bi (en rouge) et du ^{208}Tl (en vert) dans les PM. La somme de ces deux contributions est indiquée en noir.

Afin de comprendre et de reproduire le spectre obtenu pour les données réelles, chacune de ces composantes sera ajustée sur la partie à haute énergie. Cet ajustement est présenté dans la figure 5.6.

A partir de la génération d'un nombre N_{gen} de désintégrations d'un isotope, on obtient un nombre N_{canal} d'évènements dans le canal d'analyse étudié. La procédure d'ajustement permet de déterminer le nombre N d'évènements dans le spectre réel qui correspondent à cet isotope. On peut alors déduire le nombre de désintégration équivalent, il est égal à $N_{\text{gen}} \cdot N / N_{\text{canal}}$. La connaissance du temps d'acquisition permet ensuite de calculer l'activité correspondante pour l'isotope.

L'activité obtenue pour la contribution en ^{214}Bi est de $(385,0 \pm 14,8)$ Bq, et celle correspondant au ^{208}Tl , de $(35,0 \pm 0,3)$ Bq. Les activités obtenues par spectrométrie γ sont de 302 Bq pour le ^{214}Bi et 17,8 Bq pour le ^{208}Tl . On constate que la valeur obtenue pour le ^{214}Bi est supérieure de 27% à celle obtenue par spectrométrie γ . Pour le ^{208}Tl , elle est deux fois plus importante. Ce désaccord peut s'expliquer par le fait que les activités en ^{214}Bi et ^{208}Tl de l'ensemble des photomultiplicateurs du calorimètre ont été déterminées à partir de mesures effectuées sur quelques échantillons. Des fluctuations de ces activités au cours de la production ne peuvent pas être écartées.

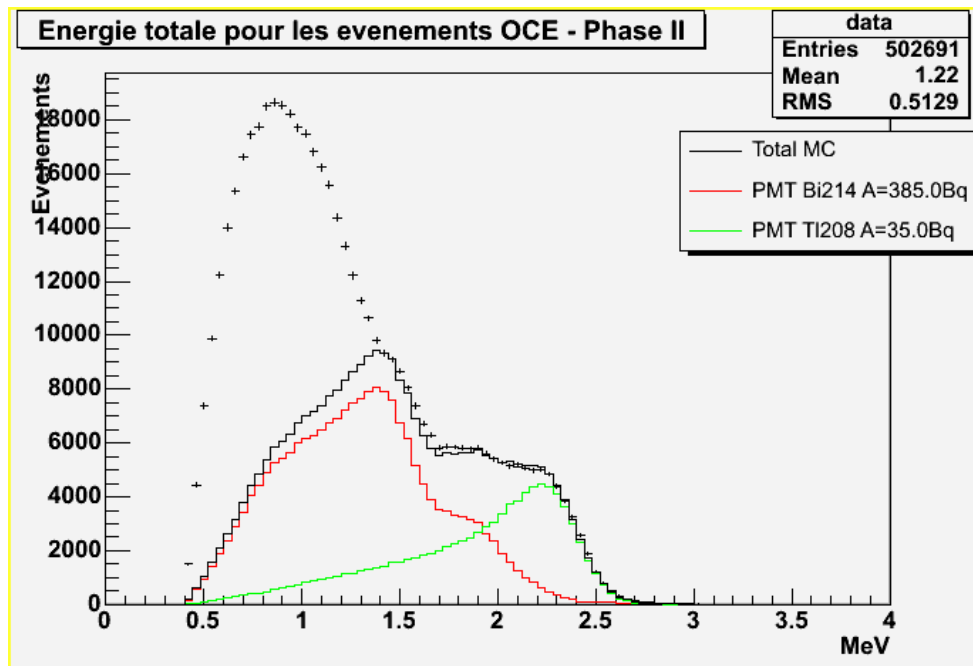


Fig. 5.6 : Spectre de l'énergie totale pour les données réelles et les contributions simulées du ^{214}Bi (en rouge) et du ^{208}Tl (en vert) dans les PM déduites par ajustement. La somme de ces deux contributions est indiquée en noir.

On considère que la chaîne radioactive du ^{232}Th est à l'équilibre (cf. fig. 4.2). Dans cette chaîne, il existe un rapport de branchement de 36 % de la désintégration α du ^{212}Bi , descendant du ^{228}Ac , vers le ^{208}Tl . Cela va permettre de déduire l'activité en ^{228}Ac du verre des photomultiplicateurs à partir de celle trouvée pour le ^{208}Tl . Pour une activité en ^{208}Tl de $(35,0 \pm 0,3)$ Bq, l'activité en ^{228}Ac est de $(97,2 \pm 0,8)$ Bq.

Sur la figure 5.7, les contributions du ^{40}K des photomultiplicateurs et en ^{60}Co des pétales en prenant comme activités les valeurs obtenues par spectroscopie γ ont été ajoutées. Le spectre est bien reproduit en utilisant ces valeurs qui seront par la suite gardées fixes pour réduire le nombre de paramètres à ajuster pour reproduire les données réelles.

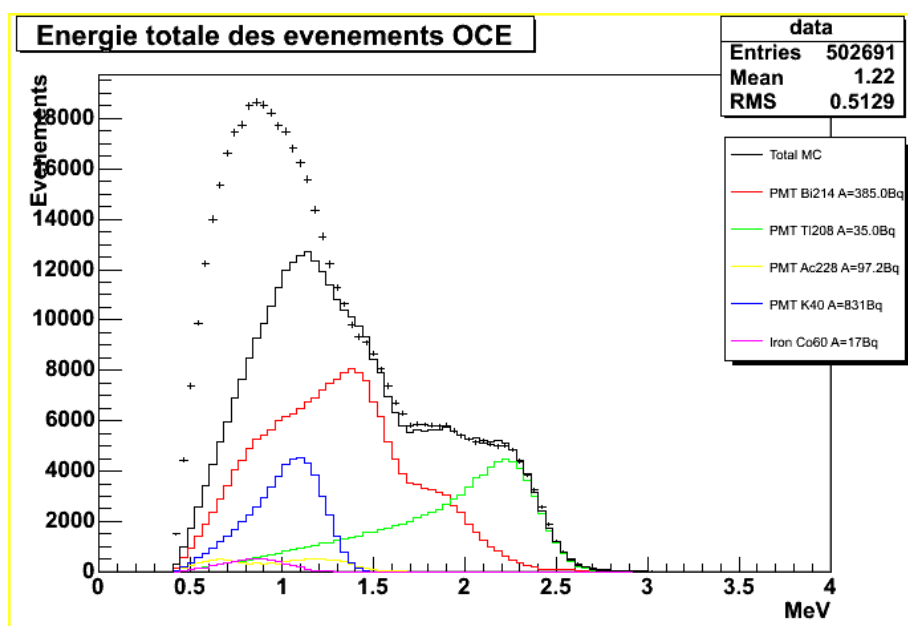


Fig. 5.7 : Spectre de l'énergie totale pour les données réelles et les contributions simulées du ^{214}Bi (en rouge), du ^{208}Tl (en vert), du ^{228}Ac (en jaune), et du ^{40}K (en bleu) dans les PM. Le ^{60}Co dans les pétales est représenté en rose. La somme des contributions simulées est indiquée en noir.

Sur la partie à basse énergie du spectre, les composantes suivantes sont prises en compte dans l'ajustement des données : le ^{40}K présent dans les blocs de scintillateur plastique, le ^{210}Bi déposé à leur surface, ainsi que l' ^{152}Eu à la surface des blocs constituant les murs du calorimètre. Le résultat montre qu'il est possible avec ce modèle de très bien reproduire le spectre en énergie des événements OCE. Les activités obtenues par cet ajustement (fig. 5.8) sont présentées dans la table 5.2. Il en ressort que les principales composantes des événements OCE sont les contaminations des PM.

Composante	Activité (en Bq)
^{214}Bi dans les PM	$385,0 \pm 14,8$
^{208}Tl dans les PM	$35,0 \pm 0,3$
^{228}Ac dans les PM	$97,2 \pm 0,8$
^{40}K dans les blocs de scintillateur (murs)	$10,9 \pm 0,3$
^{152}Eu sur les blocs de scintillateur (murs)	$10,4 \pm 0,3$
^{210}Bi sur les tous les blocs de scintillateur	$10,6 \pm 0,2$

Table 5.2 : Les activités calculées pour différentes composantes du bruit de fond externe à partir des données enregistrées par le détecteur NEMO3 lors de la phase II de l'expérience.

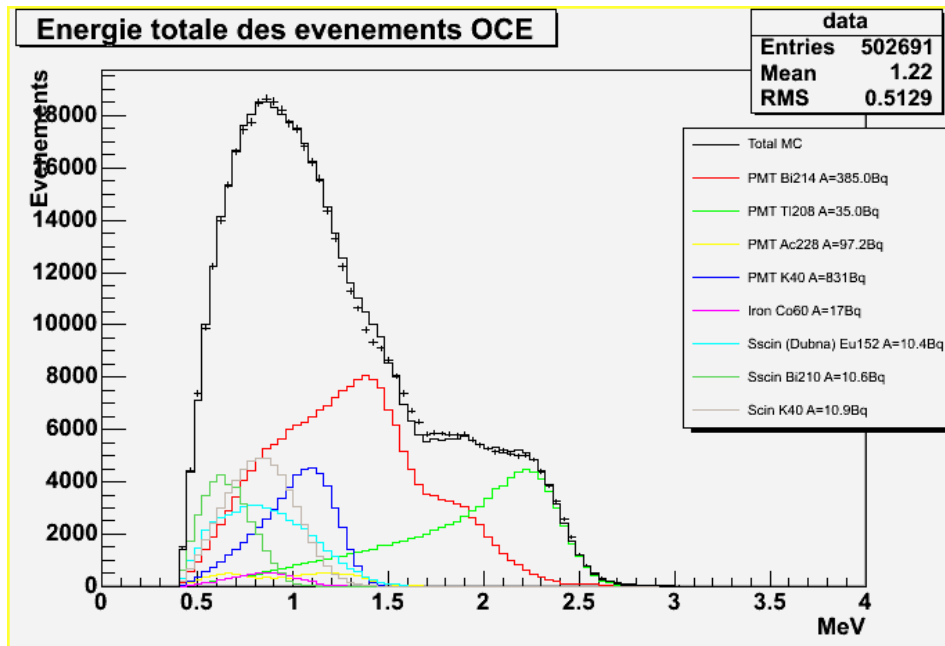


Fig. 5.8 : Spectre de l'énergie totale pour les données réelles et les contributions simulées. La somme des contributions simulées est indiquée en noir.

Etude de la distribution des évènements dans le détecteur

La distribution des évènements OCE n'est pas homogène dans le détecteur et varie d'un secteur à l'autre (cf. fig. 5.9). Il se pose donc la question de l'homogénéité du bruit de fond externe dans l'ensemble du détecteur.

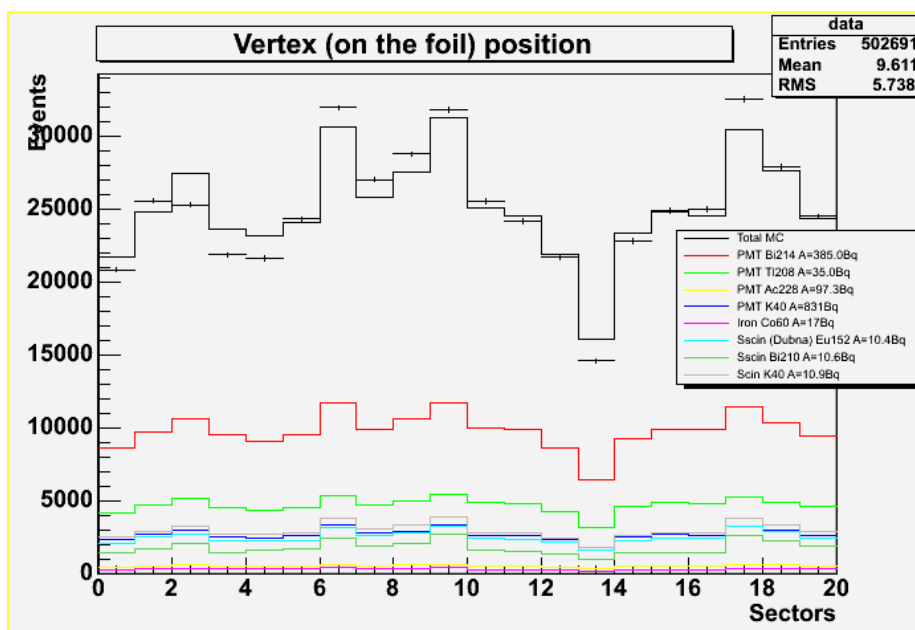


Fig. 5.9 : Distribution des évènements de type OCE selon les secteurs. Les points correspondent aux données, le trait noir est la somme des différentes composantes représentées en couleur.

Les désintégrations dans les différentes simulations utilisées ont été générées de façon homogène dans le détecteur. Si on s'intéresse à la distribution des événements simulés, on s'aperçoit que la tendance des données réelles est reproduite (fig. 5.9). Les différences dans les taux de comptage d'un secteur à l'autre s'expliquent donc principalement par les conditions expérimentales (nombre de PM déconnectés, nombre de cellules Geiger fonctionnelles...), car les simulations ont été analysées respectant ces dernières. Certains désaccords existent cependant entre le nombre d'événements réels et simulés dans certains secteurs. On peut envisager l'hypothèse d'un dépôt en surface des blocs de scintillateur dont l'activité pourrait varier d'un secteur à l'autre, et expliquer les différences existantes entre les données et la simulation, qui est homogène dans le détecteur. Si on compare les spectres en énergie des événements OCE réels des différents secteurs, on observe que l'essentiel des variations porte sur la partie à basse énergie du spectre (cf. fig.5.10). Cet effet pourrait être dû à la pollution en ^{152}Eu à la surface des scintillateurs.

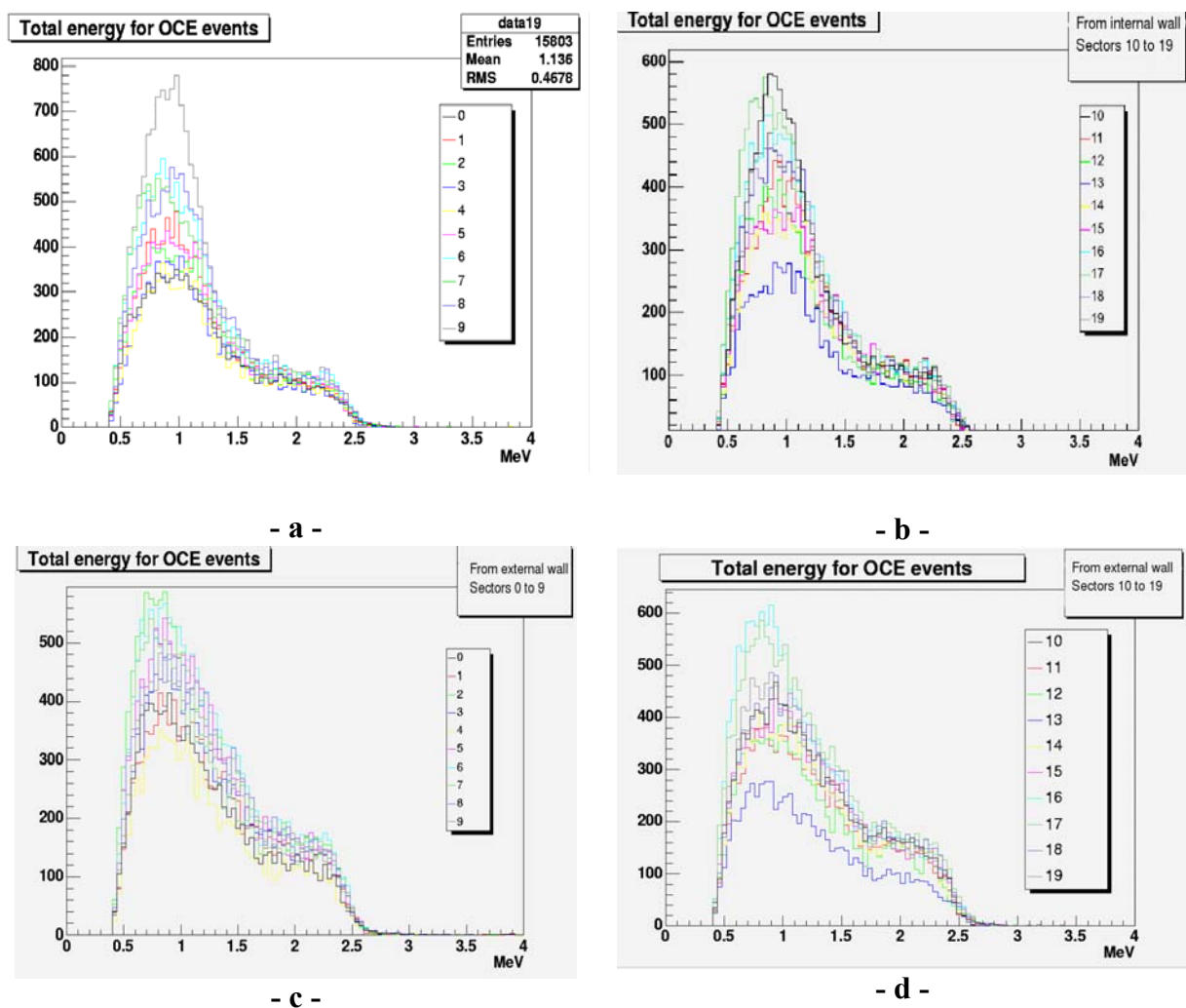


Fig. 5.10 : Spectres en énergies des événements OCE réels mur interne vers le mur externe pour les secteurs 0 à 9 (a) et 10 à 19 (b), et du mur externe vers le mur interne pour les secteurs 0 à 9 (c) et 10 à 19 (d).

Les spectres de l'énergie totale obtenus pour chacun des secteurs (fig. 5.10) peuvent être comparés aux spectres « moyens », construits à partir du spectre total correspondant à

chacun des sens de propagation de l'électron dans la chambre à fils (du mur interne vers le mur externe ou inversement). Dans la gamme d'énergie au-dessus de 1,7 MeV, les spectres des différents secteurs correspondent de manière satisfaisante, pour la plupart. Ils seront donc normalisés par rapport au spectre moyen sur l'intervalle d'énergie 1,7 MeV – 3 MeV pour permettre une comparaison de leur forme avec la forme « moyenne » aux énergies plus basses. La figure 5.11 montre un tel spectre normalisé (secteur 11) par rapport au spectre moyen sur l'intervalle 1,7 MeV – 3 MeV. La différence de forme entre les spectres en-dessous de 1,5 MeV apparaît clairement.

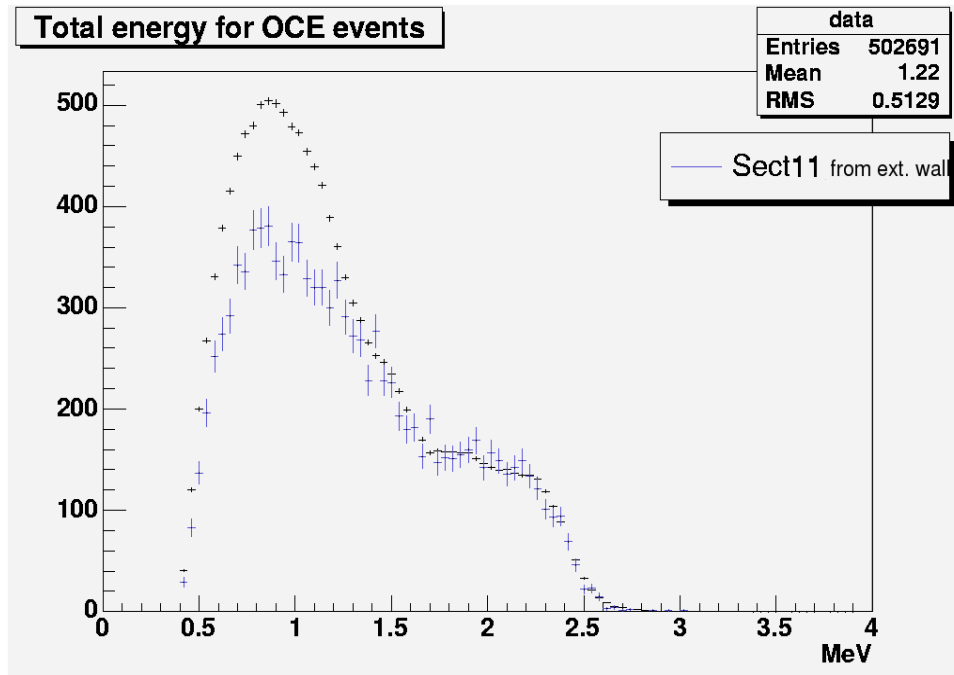


Fig. 5.11 : Comparaison entre le spectre OCE du secteur 11 dans le sens mur externe vers mur interne (grandes croix) et le spectre moyen pour les événements OCE dans le même sens (points) pour la phase II. Les spectres sont normalisés au même nombre d'évènements au-dessus de 1,7 MeV.

Si on attribue les événements manquants à la présence de ^{152}Eu sur le calorimètre, un ajustement de la contribution de ^{152}Eu au spectre du secteur 11, permet de reproduire le spectre moyen, comme le montre la figure 5.12. Cet ajustement peut être réalisé pour tous les secteurs dont le spectre OCE présente une différence de forme avec le spectre moyen aux basses énergies. L'activité en ^{152}Eu varierait donc selon les secteurs, ce qui va dans le sens d'une pollution de surface.

5.2.3 - Détermination de l'activité des éléments du calorimètre pour la phase I

Pour la phase I de la prise de données, on peut également étudier le radon et le thoron présents dans l'air entre les blindages et le calorimètre par le canal « électron traversant » en déterminant la concentration en ^{214}Bi et en ^{208}Tl respectivement dans cet air.

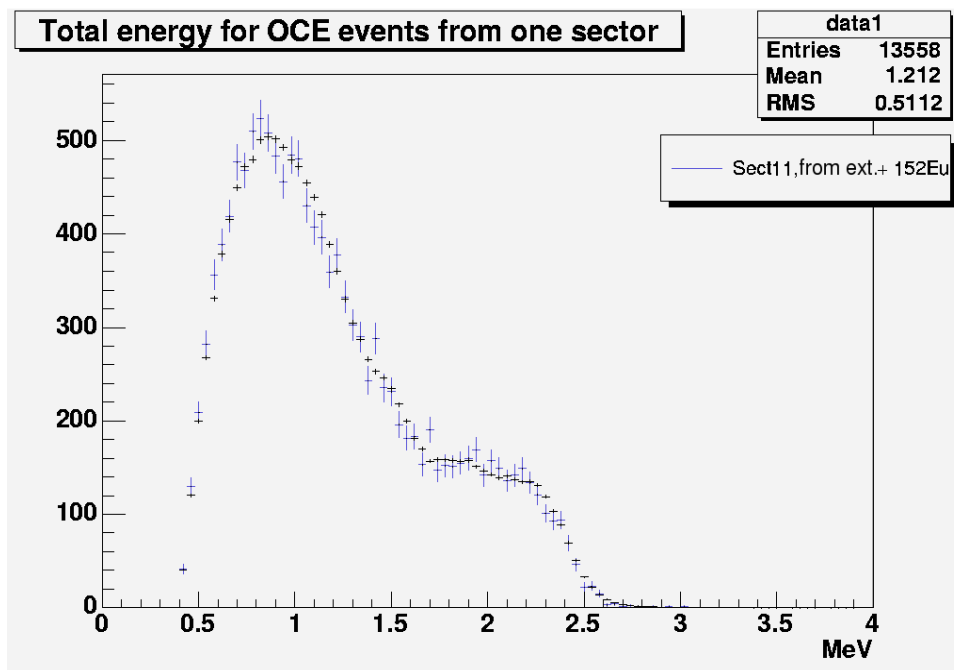


Fig. 5.12 : Spectre OCE du secteur 11 dans le sens mur externe vers mur interne avec un ajustement de la contribution de l' ^{152}Eu (grandes croix bleues) et spectre moyen pour les événements OCE dans le même sens (points en noir) pour la phase II. Les spectres sont normalisés au même nombre d'événements au-dessus de 1,7 MeV.

Les activités déterminées précédemment pour les composantes du bruit de fond étudiées sont valables aussi bien pour la phase I de l'expérience que pour la phase II. En effet, l'équilibre dans les chaînes radioactives du ^{238}U (dont descend le ^{214}Bi) et du ^{232}Th (dont descendent l' ^{228}Ac et le ^{208}Tl) est établi. Les autres isotopes ont une période suffisamment longue, ou descendent d'un isotope à demi-vie suffisamment importante, pour que l'activité qui leur est associée soit considérée comme constante depuis le début de la prise de données de l'expérience.

Lors de la phase I, le taux de radon et de thoron dans l'air contenu à l'intérieur des blindages était le même que dans l'air du laboratoire. Les activités mesurées grâce à un détecteur de radon pour cette période sont de 854 Bq pour le radon et de 10,4 Bq pour le thoron. De telles activités ne peuvent pas être négligées, contrairement à la phase II de l'expérience.

On rajoute les contributions du ^{214}Bi et du ^{208}Tl provenant du radon et du thoron aux précédentes (voir figure 5.13). L'ajustement est effectué sur la partie du spectre à haute énergie, au-dessus de 1,7 MeV. On constate que l'introduction de ces ^{214}Bi et ^{208}Tl permet de bien reproduire le spectre à haute énergie. Une activité de $(809,9 \pm 19,1)$ Bq a été introduite pour le ^{214}Bi , et $(5,8 \pm 0,5)$ Bq pour le ^{208}Tl .

On observe toutefois un désaccord dans la partie du spectre à basse énergie, qui doit faire l'objet d'investigations supplémentaires. La partie haute du spectre étant reproduite avec succès, le bruit de fond dans la région d'intérêt pour la recherche du processus interdit $\beta\beta 0\nu$ sera estimé convenablement.

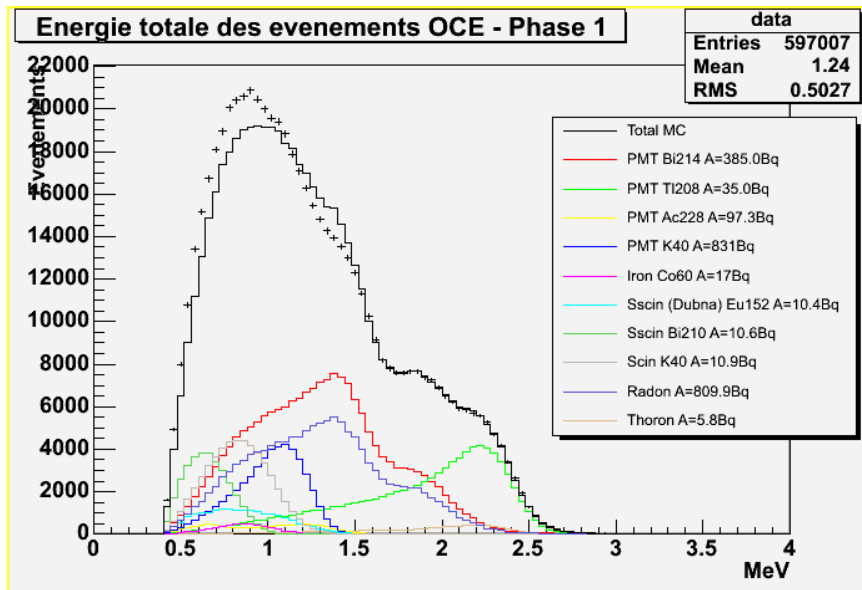


Fig. 5.13 : Spectre de l'énergie totale pour les données réelles et les contributions simulées. La somme des contributions simulées est indiquée en noir.

5.2.4 - Comparaison avec les mesures HPGe et avec le détecteur de radon

La table 5.3 résume les activités mesurées par les trois méthodes : spectrométrie γ , détecteur de radon, et analyse des données de NEMO3.

Les activités déduites de l'analyse des données de l'expérience sont globalement en accord avec les activités mesurées par spectrométrie γ et avec le détecteur de radon. L'activité du ^{210}Bi a pu être mesurée. Cependant, les activités obtenues pour le ^{40}K dans les blocs de scintillateur semblent en désaccord. Toutefois, la valeur obtenue par spectroscopie γ donne plutôt un ordre de grandeur : les mesures n'ont été effectuées que pour quelques échantillons prélevés en surface des blocs, et extrapolées à l'ensemble du détecteur.

5.3 – Mesure du bruit de fond externe par le canal « électron-gamma externe » pour la phase II

5.3.1 - Le canal d'analyse « électron-gamma externe »

Le canal « électron-gamma externe » correspond aux événements dans lesquels un rayonnement γ provenant de l'extérieur du calorimètre y dépose de l'énergie par effet Compton, puis se propage dans le trajectographe, interagit au niveau de la feuille-source pour produire par un second effet Compton un électron qui sera par la suite détecté (cf. fig. 5.14). Ce rayonnement γ provient de l'extérieur du calorimètre, ou des éléments entourant celui-ci, comme les pétales du détecteur. C'est donc tout comme le canal OCE une configuration particulièrement adaptée à l'étude du fond externe. Ce canal ne se prête cependant pas à l'étude de toutes les sources de bruit de fond externe : dans le cas d'un dépôt de ^{210}Bi en surface des blocs de scintillateurs, aucun γ n'est émis. Cette composante sera donc invisible par ce canal.

Composante	Activité (en Bq) Spectrométrie γ	Activité (en Bq) DéTECTEUR de radon	Activité (en Bq) Données NEMO3
^{214}Bi dans les PM	302	-	$385,0 \pm 14,8$
^{208}Tl dans les PM	17,8	-	$35,0 \pm 0,3$
^{228}Ac dans les PM	49,4	-	$97,2 \pm 0,8$
^{40}K dans les PM	831	-	
^{60}Co dans les pétales	17	-	
^{40}K dans les blocs de scintillateur (murs)	91	-	$10,9 \pm 0,3$
^{152}Eu sur les blocs de scintillateur (murs)	traces en surface	-	$10,4 \pm 0,3$
^{210}Bi sur les blocs de scintillateur	-	-	$10,6 \pm 0,2$
^{214}Bi dans l'air interne au blindage	-	Phase I : 854 Phase II : 10,4	Phase I : $809,9 \pm 19,1$ -
^{208}Tl dans l'air interne au blindage	-	Phase I : 4,5 Phase II : 0,06	Phase I : $5,8 \pm 0,5$ -

Table 5.3 : Récapitulatif des résultats obtenus par trois méthodes de mesure pour différentes composantes du bruit de fond.

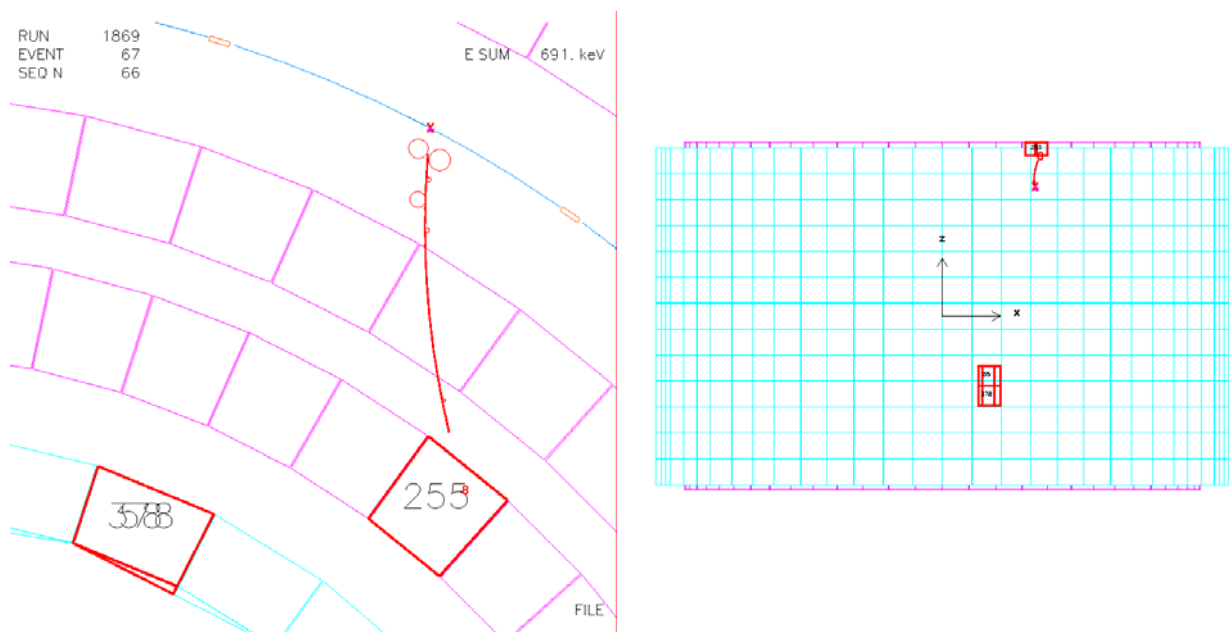


Fig. 5.14 : Un évènement de type « électron-gamma externe » - Vue de dessus dans la partie gauche de la figure, et de côté dans la partie droite. La trace associée au bloc de scintillateur touché situé dans le pétale haut correspond à l'électron. Le groupe de deux blocs sans trace associée signe le rayonnement γ .

La sélection des évènements correspondant à ce canal se fait selon les critères suivants :

- L'évènement doit comprendre un unique électron et un rayonnement γ .

- La courbure de la trace doit correspondre à celle d'un électron émis depuis la source. La courbure associée à la trace devra donc être négative.
- L'évènement est de type externe. On fixe donc une probabilité minimale pour que l'hypothèse externe soit satisfaite de 4%, et une probabilité associée à l'hypothèse interne d'au plus 1%.

Ce canal d'analyse permet d'étudier les radio-isotopes présents dans les PM (^{214}Bi , ^{208}Tl , ^{40}K , ^{228}Ac), ainsi qu'à la surface et dans le calorimètre (^{152}Eu , ^{40}K , ^{210}Bi). Le ^{60}Co dans les pétales peut aussi être mesuré.

5.3.2 - Vérification des résultats obtenus pour le bruit de fond externe par le canal « électron – gamma externe »

Dans cette partie, les données de la phase II de l'expérience correspondant au canal « électron – gamma externe » sont sélectionnées selon les critères définis précédemment. Les simulations effectuées et utilisées dans la section 5.2 font aussi l'objet d'une telle sélection. En normalisant ces simulations au temps d'acquisition, on peut connaître la contribution des différentes composantes de fond dans le canal « électron – gamma externe ».

A l'aide de ce canal d'analyse, on va pouvoir vérifier que les activités obtenues par l'étude des évènements OCE sont correctes. La figure 5.15 présente le spectre de l'énergie totale des évènements « électron-gamma externe », c'est-à-dire, la somme de l'énergie déposée par l'électron, et le rayonnement γ dans le calorimètre. Sur cette figure sont également représentées les contributions déduites des simulations. Les activités de ces contributions sont celles de la table 5.2.

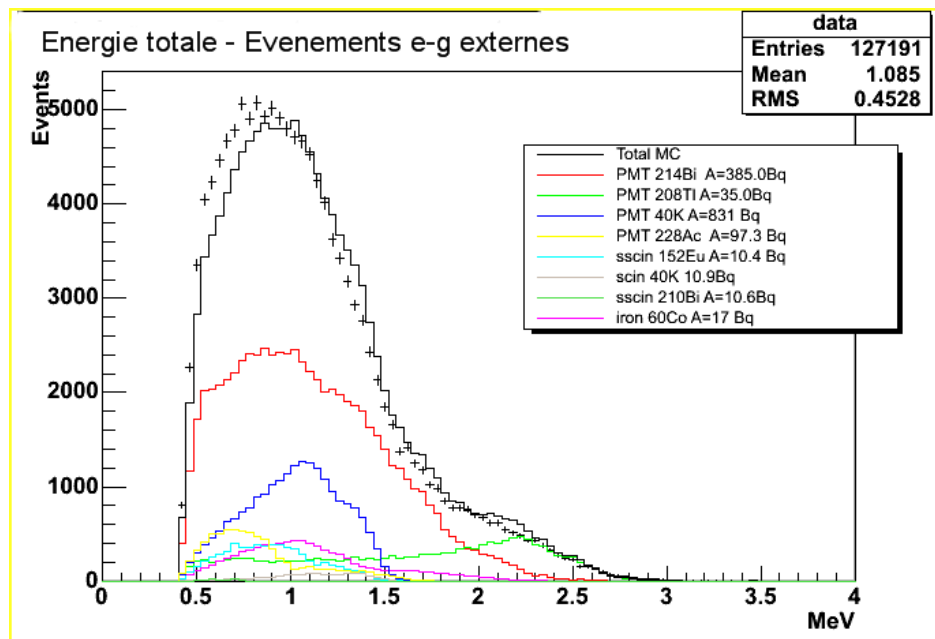


Fig. 5.15 : Spectre de l'énergie totale des évènements « électron-gamma externes » pour la phase II, et détail des différentes contributions simulées. La somme de ces composantes est représentée par la ligne noire.

On constate que l'allure du spectre est globalement bien reproduite. Cependant, on notera un désaccord entre les données et la simulation pour les énergies inférieures à 1 MeV. Plusieurs explications sont possibles. Tout d'abord, le point d'impact du rayonnement γ à la surface du bloc de scintillateur ne peut pas être connu avec précision, contrairement au cas de l'électron. Or, nous avons vu précédemment que selon le point d'impact, une correction spécifique sur l'énergie doit être appliquée. Ensuite, la correction sur l'énergie a été calculée pour des électrons, et non pas pour des photons. Elle peut donc ne pas être correcte dans ce cas.

Nous allons utiliser les données acquises pendant une calibration absolue du détecteur avec des sources de ^{207}Bi afin de vérifier si les énergies réelles et simulées des rayonnements γ sont bien en accord. En effet, le ^{207}Bi émet des γ de 570 keV et 1063 keV, ou les électrons de conversion associés de respectivement 482 keV et 976 keV. La détection en coïncidence d'un électron et d'un rayonnement γ sera donc possible. Elle est nécessaire pour l'étude de l'énergie des γ , car une trace doit pouvoir être reconstruite dans un événement pour son enregistrement par le détecteur. On va donc pouvoir confronter les énergies mesurées pour les rayonnements γ du ^{207}Bi dans le cas des données réelles et dans le cas d'une simulation. Une simulation de la désintégration du ^{207}Bi localisé aux emplacements des sources utilisées lors des calibrations absolues a donc été effectuée.

Le canal « électron-gamma interne » sera utilisé ici, les sources de ^{207}Bi étant situées dans les tubes de calibration séparant les feuilles de chaque secteur. Les spectres en énergie obtenus pour les rayonnements γ sont présentés à la figure 5.16. Un désaccord apparaît pour les énergies inférieures à 300 keV.

Si on reprend l'étude du canal « électron-gamma externe » précédente en imposant une énergie minimale de 300 keV pour le rayonnement γ , on obtient le spectre présenté à la figure 5.17. Dans ce cas, les spectres réels et simulés sont en bon accord. Les activités déterminées pour la phase II peuvent donc être considérées comme fiables.

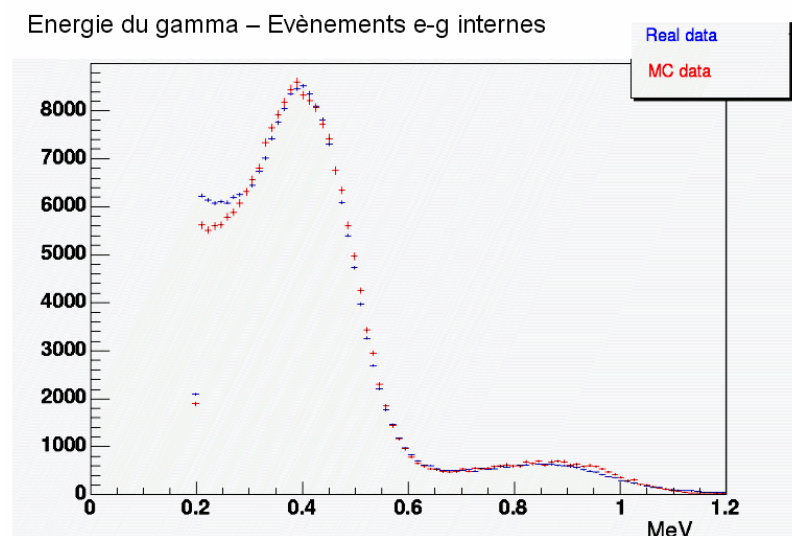


Fig. 5.16 : Spectre en énergie des rayonnements γ émis par le ^{207}Bi . Le spectre en bleu correspond aux données enregistrées lors d'une calibration absolue, le spectre en rouge correspond à la simulation de la désintégration du ^{207}Bi .

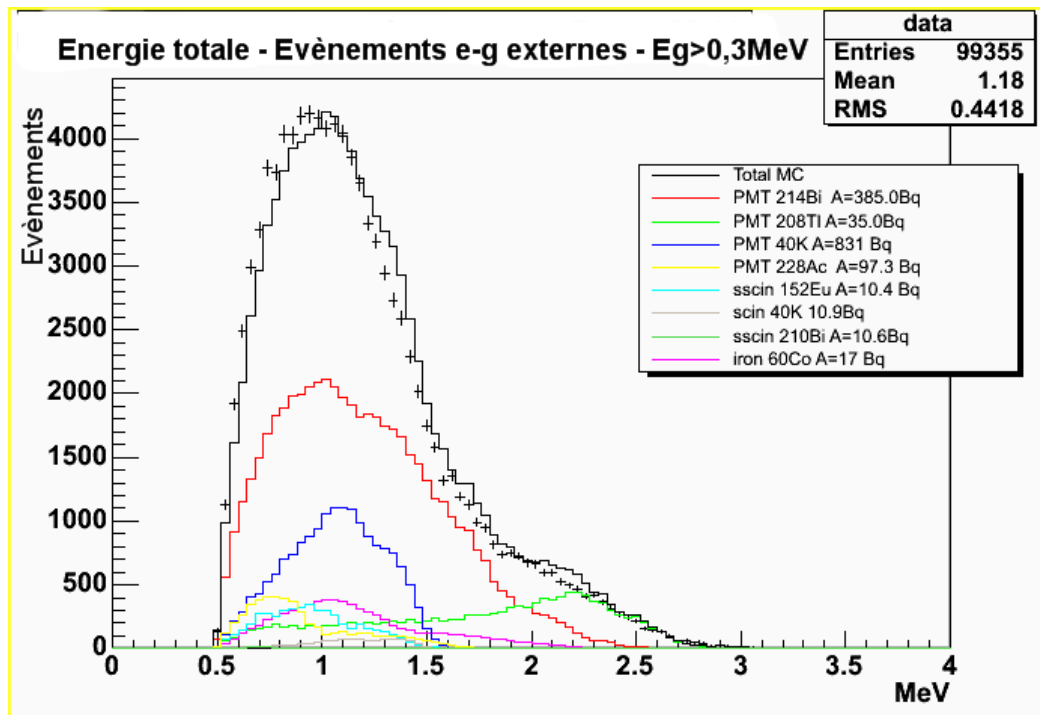


Fig. 5.17 : Spectre de l'énergie totale des événements « électron-gamma externes », et les différentes contributions simulées. Une énergie minimale de 300keV pour le rayonnement γ a été imposée. La somme de ces composantes est représentée par la ligne noire.

5.4 – Mesure du radon dans le trajectographe par le canal « électron-gamma interne » pour les phases I et II

5.4.1 – Le canal d'analyse « électron-gamma interne »

Les émissions simultanées d'un électron et d'un rayonnement γ depuis un vertex commun dans la source correspondent à ce canal d'analyse. Il permettra ainsi l'étude des émetteurs β^- pour lesquels la désintégration s'accompagne de l'émission d'un rayonnement γ présents à la surface et dans la source. Ce canal d'analyse est particulièrement adapté à l'étude du ^{214}Bi .

Cependant, ce canal d'analyse est aussi sensible au bruit de fond externe : un rayonnement γ pénétrant dans le trajectographe sans déposer d'énergie dans le calorimètre peut produire un électron par effet Compton dans la source. Tout se passera comme si un électron et un photon étaient émis simultanément d'un vertex commun dans la source.

Les critères de sélection pour ce canal sont identiques à ceux qui ont été définis pour le canal « électron-gamma externe ». La seule différence réside dans les probabilités sélectionnées pour les hypothèses interne et externe. Afin de conserver les événements correspondant à l'hypothèse interne, on fixe les contraintes suivantes : la probabilité pour que l'événement soit d'origine interne doit être supérieure à 4 %, et la probabilité qu'il soit externe, inférieure à 1 %.

Les événements du type « électron-gamma interne » présentent la même topologie que les événements du type « électron-gamma externe » (fig. 5.14). Seule une analyse temporelle permet de les différencier.

Comme nous l'avons vu, le radon a parmi ses descendants le ^{214}Pb , qui se désintègre en ^{214}Bi . Mesurer l'activité du ^{214}Bi dans le trajectographe revient à mesurer son activité en radon. On va déterminer dans cette partie le dépôt de radon sur les cellules à dérives, et le dépôt de radon sur les feuilles-sources.

5.4.2 – Analyse des données de la phase I

Les descendants du radon peuvent se déposer sur les cellules de la chambre à dérive, et en particulier le ^{214}Bi qui est une source de bruit de fond dans la recherche du processus $\beta\beta 0\nu$. Il est impossible de distinguer un événement venant de la source ou des cellules constituant le premier plan de fils. Il est donc nécessaire de mesurer avec précision le ^{214}Bi déposé sur ce premier plan de fils pour pouvoir mesurer le ^{214}Bi présent dans la feuille-source.

Méthode utilisée

Pour étudier le dépôt de ^{214}Bi sur les cellules à dérive, on fera appel au canal d'analyse « électron-gamma interne ». En effet, le ^{214}Bi émet en plus du β^- un rayonnement γ dans 82,2 % des cas. Les composantes du bruit de fond qui peuvent intervenir dans ce canal sont le ^{214}Pb , dont descend le ^{214}Bi , sur les cellules, le ^{214}Bi , le ^{208}Tl , le ^{228}Ac , le ^{40}K dans les photomultiplicateurs, le ^{60}Co dans les pétales, ainsi que le ^{214}Bi et le ^{208}Tl provenant du radon et du thoron à l'intérieur des blindages pour la phase I. L'activité du dépôt de ^{214}Pb sur les fils est égale à celle du ^{214}Bi .

Cette étude nécessite la simulation de ^{214}Bi et de ^{214}Pb sur les cellules à dérive, et sur chacune des sources de ^{82}Se .

Détermination des activités des différents rangs de cellules à dérive

L'activité en ^{214}Bi et ^{214}Pb des cellules va être déterminée plan par plan, de chaque côté de la feuille source. Les plans de cellules, ou rangées, proches de la source seront considérés, les autres n'ayant pas d'influence. Afin d'isoler une rangée, on sélectionne les événements pour lesquels la trace commence à partir de cette rangée. Les contributions des sources de bruit de fond dans le canal électron-gamma interne sont déterminées selon les activités trouvées précédemment. On va ici considérer le spectre en énergie du rayonnement γ de l'événement, et ajuster la contribution du ^{214}Bi sur l'intervalle 1-3 MeV, là où elle est majoritaire. La figure 5.18 présente le spectre en énergie du rayonnement γ pour les événements originaires de la troisième rangée de cellules du côté interne du détecteur.

Dans les simulations de ^{214}Bi sur les cellules, les générations des désintégrations ont lieu sur l'intégralité des fils de la chambre, et pas uniquement sur ceux de la rangée étudiée. En ajustant le spectre simulé au spectre réel, on ne déduit pas l'activité intrinsèque de cette rangée, mais l'activité équivalente de l'ensemble de la chambre à fils. Les activités obtenues sont présentées dans la table 5.4.

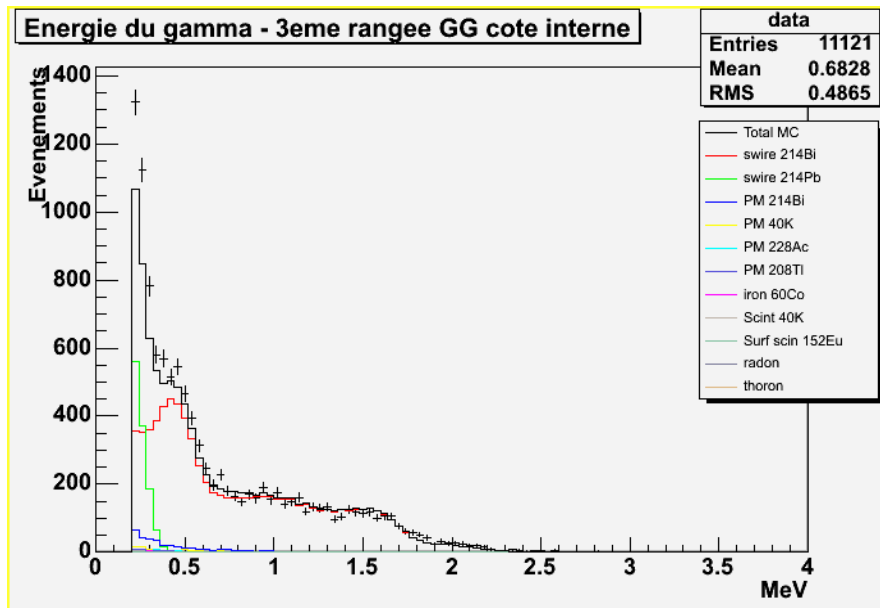


Fig. 5. 18 : Spectre de l'énergie du γ dans les événements $e\text{-}\gamma$ internes provenant de la 3^{ème} rangée de cellules du côté interne.

Rangée de cellules	Activités (en mBq) Côté interne	Activités (en mBq) Côté externe
2	669 ± 13	622 ± 10
3	720 ± 15	667 ± 11
4	979 ± 18	1125 ± 15

Table 5.4 : Activités équivalentes de la chambre à fils pour les événements provenant de rangées de cellules spécifiques pour la phase I.

Les activités trouvées montrent que le dépôt de radon est variable selon les rangées. Le champ électrique généré par les cellules peut expliquer ce phénomène : les ions produits par la désintégration du radon migrent vers les cellules. La 4^{ème} rangée de fils attire les ions produits dans l'espace sans fils qui lui est adjacent. Les cellules des 2^{ème} et 3^{ème} rangées sont isolées de cet espace et collectent uniquement les ions produits dans les cellules.

Extrapolation à la première rangée de cellules

L'activité en ^{214}Bi des rangées de cellules Geiger semble diminuer avec leur proximité à la source, mais on ne peut pas affirmer que l'activité de la rangée Geiger la plus proche de la source est inférieure à celle de la seconde. On choisit donc de fixer l'activité des premières rangées de cellules Geiger à la valeur trouvée pour la seconde rangée. La première rangée du côté interne aura donc une activité correspondante à une activité en ^{214}Bi de 669 mBq pour la totalité de la chambre à fils, et la première rangée du côté externe correspondra à une activité de 622 mBq pour le trajectographe. Pour la phase I de l'expérience, on fixera l'activité pour le trajectographe en ^{214}Bi (et en ^{214}Pb) à (646 ± 12) mBq, qui est la valeur moyenne des activités équivalentes déterminées pour les premières rangées.

Détermination du dépôt de ^{214}Bi sur la source

Une fois l'activité des rangées de cellules les plus proches de la source connue, on peut étudier le ^{214}Bi déposé à la surface de la source. Cependant, il s'avère difficile de séparer ce dépôt de surface du ^{214}Bi contenu à l'intérieur même de la source. Ainsi, c'est la somme de ces deux composantes que l'on va mesurer. Le canal « électron- γ interne » sera utilisé également pour cette étude.

De nombreux événements de type électron- γ proviennent de la source. On va donc isoler les événements liés à la présence de ^{214}Bi en imposant des critères de sélection supplémentaires. On conservera ainsi les événements pour lesquels l'énergie de l'électron est supérieure à 300 keV, et l'énergie du photon comprise entre 1,1 et 2,8 MeV. De plus, l'angle θ d'émission entre l'électron et le photon doit être tel que $\cos\theta$ soit inférieur à -0,2.

Avec ces critères de sélection, les composantes du bruit de fond déjà déterminées qui vont contribuer sont le dépôt de ^{214}Bi sur les cellules, le ^{214}Bi et le ^{208}Tl dans les photomultiplicateurs, le ^{60}Co dans les pétales, et le ^{214}Bi et le ^{208}Tl issus du radon et du thoron. Le spectre en énergie de l'électron des événements simulés de ^{214}Bi sur et dans la source sera ajusté au spectre réel (fig. 5.19).

Les pollutions de surface des deux types de source de ^{82}Se seront traitées séparément, car elles ont des historiques différents.

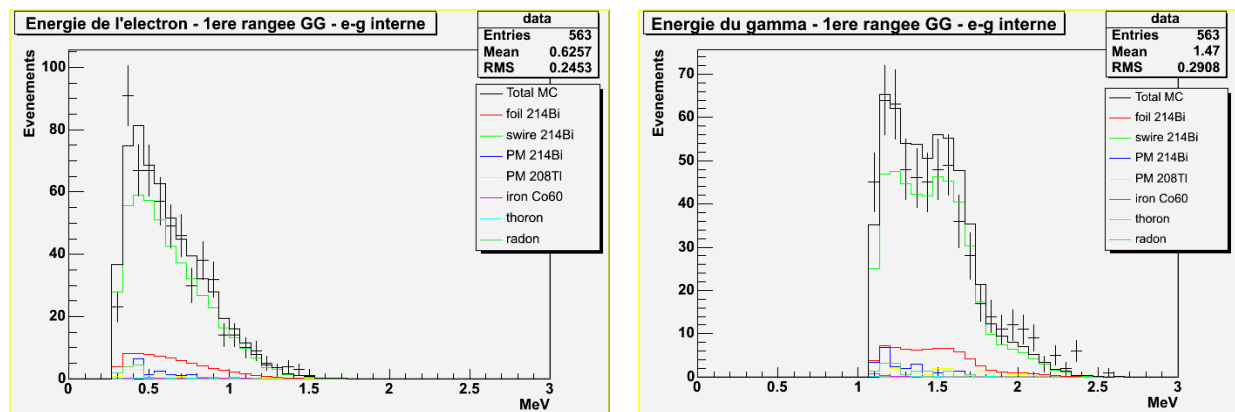


Fig. 5.19 : Spectres en énergie de l'électron et du rayonnement γ pour les événements « électron- γ » internes provenant de la source de ^{82}Se mise en œuvre dans le prototype.

Les activités trouvées sont de $(0,6 \pm 0,2)$ mBq pour la source de ^{82}Se utilisé dans le prototype NEMO2, et de $(1,2 \pm 0,2)$ mBq pour l'autre.

5.4.3 – Analyse des données de la phase II

La méthode utilisée pour les données de la phase II est identique à celle utilisée pour la phase I à la différence près que le radon et le thoron ne contribuent pas.

Détermination des activités des différents rangs de cellules à dérive

Les activités de la chambre à fils correspondantes à celles des différentes rangées de cellules calculées sont présentées dans la table 5.5.

Rangée de cellules	Activités (en mBq) Côté interne	Activités (en mBq) Côté externe
2	117 ± 5	111 ± 4
3	132 ± 6	123 ± 5
4	175 ± 7	189 ± 6

Table 5.5 : Activités équivalentes de la chambre à fils pour les événements provenant de rangées de cellules spécifiques pour la phase II.

Comme pour la phase I, on constate que la répartition du dépôt de radon n'est pas homogène dans le trajectographe, avec toujours une activité plus importante pour la 4^{ème} rangée de part et d'autre de la source.

L'injection d'air sans radon autour du détecteur a permis de faire baisser le taux de radon dans l'air d'un facteur 10. Cependant, on n'observe pas une telle réduction à l'intérieur du calorimètre. Le facteur de réduction γ est inférieur à 6. Cela semble indiquer qu'une source de radon dégaze dans le détecteur.

Extrapolation à la première rangée de cellules

L'activité en ^{214}Bi et en ^{214}Pb de la chambre à fils pour la phase II sera fixée à une valeur moyenne des activités obtenues pour les secondes rangées de chaque côté de la source, soit (114 ± 5) mBq.

Détermination du dépôt de ^{214}Bi sur la source

Afin de déterminer l'activité de ce dépôt, on procède comme pour la phase I. On obtient les activités suivantes :

- $(1,0 \pm 0,1)$ mBq pour la source réalisée avec le ^{82}Se du prototype NEMO2.
- $(0,8 \pm 0,1)$ mBq pour l'autre source.

5.4.4 – Recherche de « points chauds » de ^{214}Bi sur la source

Il est nécessaire de déterminer si le ^{214}Bi est concentré en certains points de la source. Si de tels « points chauds » existent, ils ne seront pas pris en compte dans l'analyse pour la recherche du processus interdit.

Afin de rechercher des points chauds, la répartition des vertex d'émission de l'électron dans les événements qui correspondent aux critères définis pour l'étude du ^{214}Bi est étudiée. La figure 5.20 montre cette répartition sur les feuilles-sources de ^{82}Se . Aucune zone ne présente une forte densité de vertex d'émission de l'électron, ce qui correspond à l'absence de points chauds.

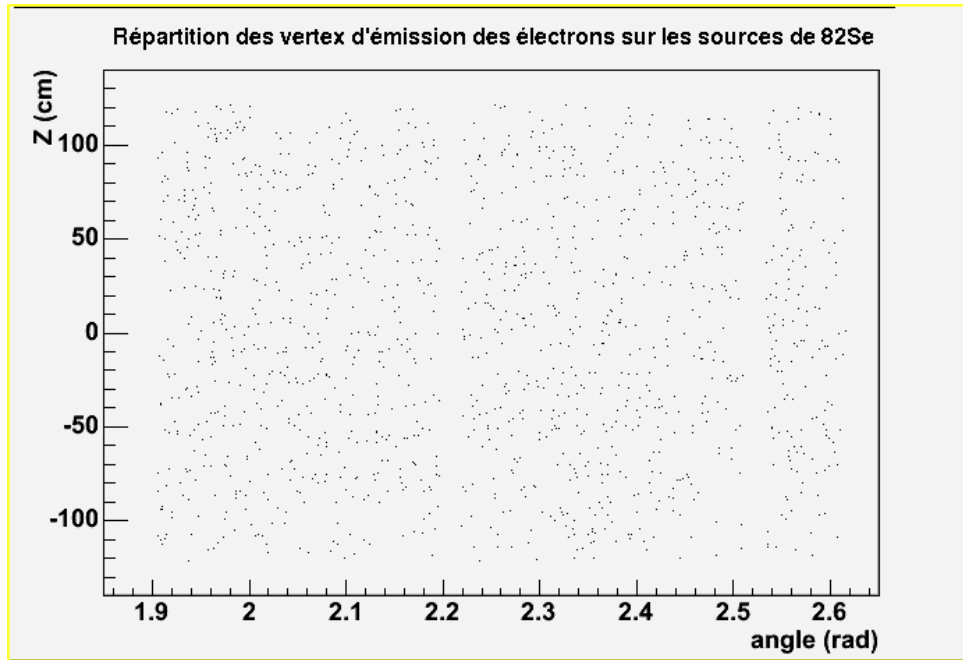


Fig. 5.01 : Répartition des vertex d'émission des électrons pour les événements des données correspondant aux critères de sélection définis pour l'étude du ^{214}Bi . Les feuilles-sources du secteur 6 se trouvent à un angle compris entre 1,9 et 2,2 rad, celles du secteur 7, entre 2,22 et 2,5 rad, et celles du secteur 8, entre 2,54 et 2,62 rad. Les angles sont comptés à partir de la jonction entre les secteurs 0 et 19.

5.5 - Mesure de l'activité en ^{208}Tl des sources par le canal « électron-deux gammas »

5.5.1 – Le canal d'analyse « électron-deux gammas interne »

Ce canal d'analyse correspond aux événements incluant un électron et deux gammas émis simultanément à partir d'un vertex commun situé dans la source émettrice $\beta\beta$ (fig. 5.21). Cela en fait un canal privilégié pour la mesure de l'activité des sources en ^{208}Tl qui émet dans 98 % des cas deux photons en se désintégrant vers le ^{208}Pb .

Pour ce type d'événements, les critères de sélection sont les suivants :

- L'évènement doit comprendre un électron et deux rayonnements γ .
- La courbure de la trace doit correspondre à celle d'un électron émis depuis la source, c'est-à-dire être négative.
- Pour s'assurer que l'évènement satisfait à l'hypothèse interne, on réalise une étude temporelle sur chaque couple électron- γ . La probabilité pour que chaque couple électron- γ ait été émis simultanément d'un même vertex dans la source doit être supérieure à 4 %.

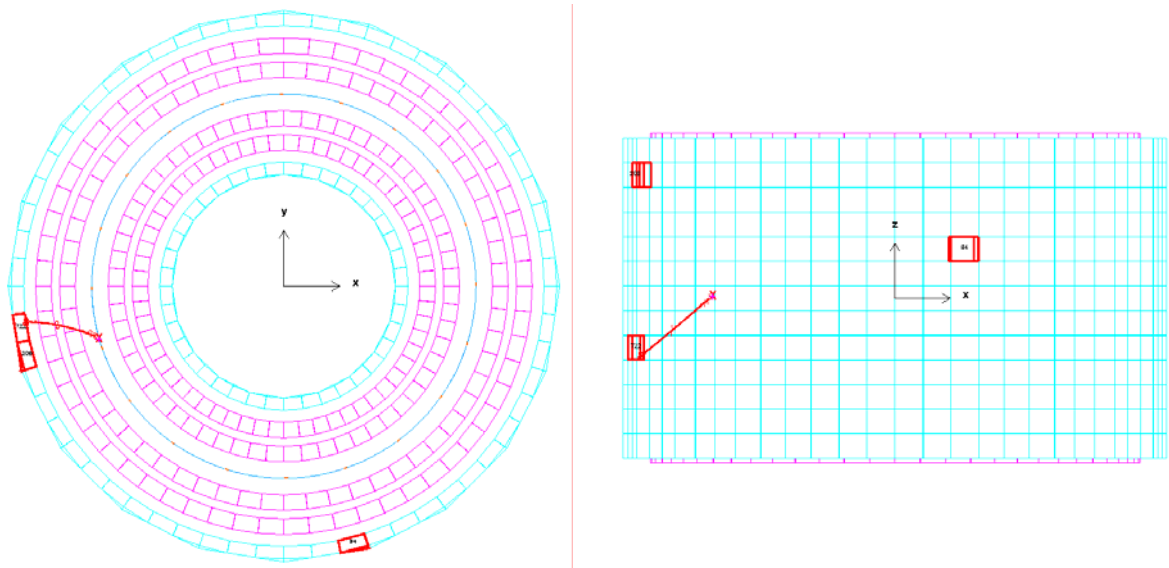


Fig. 5.21 : Un évènement de type « électron-deux gamma interne » - Vue de dessus dans la partie gauche de la figure, et de côté dans la partie droite. Un électron est identifié par la trace en rouge associée à un bloc scintillateur dans lequel de l'énergie a été déposée. Le bloc isolé et le groupe de deux blocs sans trace associée signent chacun un rayonnement γ .

5.5.2 - Méthode d'analyse

Comme nous le verrons par la suite, le nombre d'évènements sélectionnés parmi les données enregistrées par le détecteur satisfaisant tous ces critères sont peu nombreux. On peut donc difficilement réaliser un ajustement d'un spectre simulé au spectre réel. On déterminera donc pour chaque source et chaque phase le nombre d'évènements dans les données réelles, et le nombre d'évènements imputables aux composantes présentées dans le paragraphe précédent, et ainsi, le nombre d'évènements à attribuer au ^{208}Tl dans les sources.

Les critères de sélection définis précédemment pour le canal d'analyse « électron-deux gammas » externe sont appliqués. Afin de cibler au mieux les évènements liés à la désintégration du ^{208}Tl dans les sources, on adjoint aux critères présentés précédemment des contraintes sur l'énergie des rayonnements γ . Le rayonnement le plus énergétique doit posséder une énergie d'au moins 1,9 MeV, et l'autre rayonnement, une énergie d'au moins 0,4 MeV. La figure 5.22 présente la distribution de l'énergie du rayonnement γ le moins énergétique en fonction du rayonnement γ le plus énergétique dans les évènements « électron – deux gammas » obtenus par simulation de ^{208}Tl dans une source de ^{82}Se . Cette distribution indique un nombre important de rayonnements γ au-delà de 1,9 MeV, correspondant au rayonnement émis à 2,615 MeV. Ces critères imposent une énergie minimale disponible de 2,5 MeV dans la transition, ce qui permet de s'affranchir de la contribution de la plupart des autres isotopes dans le canal d'analyse.

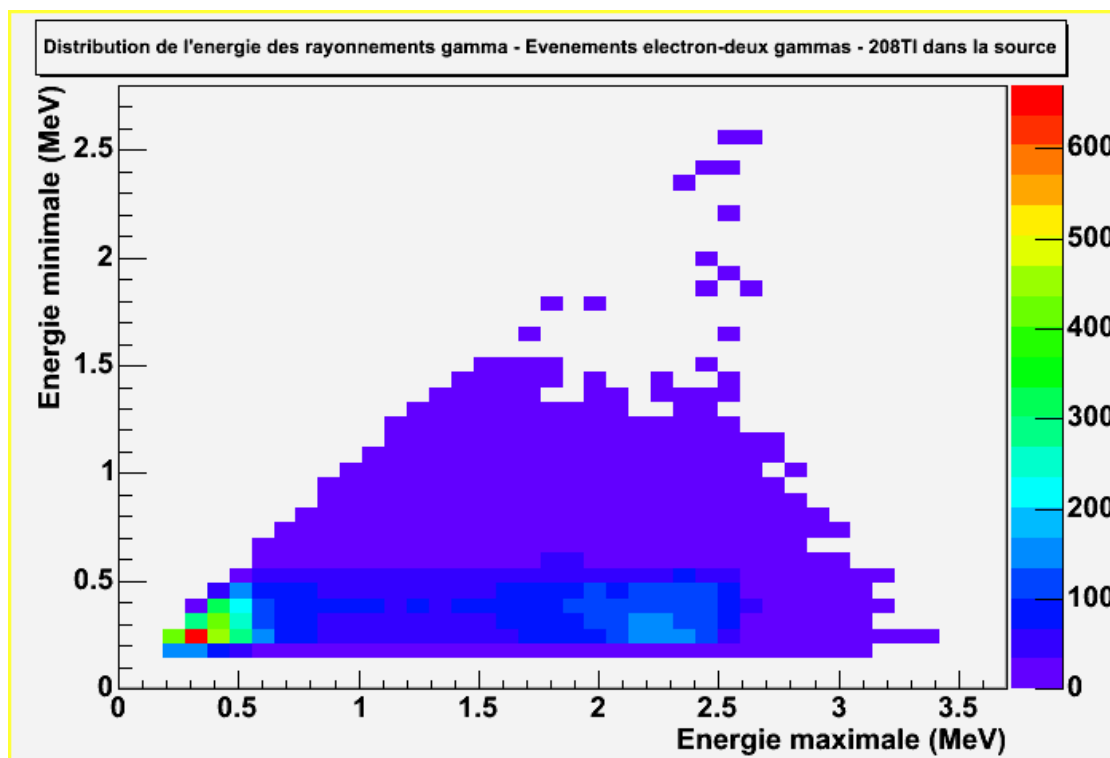


Fig. 5.22 : Distribution de l'énergie du rayonnement γ le moins énergétique en fonction de l'énergie du rayonnement γ le plus énergétique dans des événements « électron-deux gammas » obtenus par simulation de la désintégration de ^{208}Tl dans une source de ^{82}Se .

Les contributions à ce canal sont le ^{214}Bi déposé sur les sources et les cellules, le ^{214}Bi et le ^{208}Tl présents dans les photomultiplicateurs, et, selon la phase de l'expérience, le ^{214}Bi et le ^{208}Tl provenant du radon et du thoron à l'intérieur des blindages.

Le nombre d'événements sélectionnés dans les données est de 8 en ce qui concerne la source de ^{82}Se provenant du prototype NEMO2 et 18 pour l'autre source. La table 5.6 présente le nombre d'événements correspondant aux composantes détaillées ci-dessus pour chacune des sources. Pour la phase II, le nombre d'événements sélectionnés dans les données est de 9 pour la source provenant de NEMO2, et 14 pour celle de NEMO3.

Pour la phase I, le nombre d'événements de fond dans ce canal est plus élevé essentiellement à cause du ^{214}Bi déposé sur les cellules et les sources.

Source	Phase I		Phase II	
	Données	PM, cellules, sources, radon, thoron	Données	PM, cellules, sources, radon, thoron
NEMO2	8	$1,2 \pm 0,1$	9	$0,2 \pm 0,1$
NEMO3	18	$0,9 \pm 0,3$	14	$0,5 \pm 0,3$

Table 5.6 : Contributions en nombre d'événements au canal d'analyse « électron-deux gammas ».

Les activités obtenues pour chacune des sources pour chaque période sont présentées dans la table 5.7. Il apparaît que la source provenant du prototype NEMO2 est plus pure que celle propre à NEMO3. L'activité de cette dernière est deux fois plus importante.

	Phase I	Phase II
Activité en $\mu\text{Bq/kg}$ de la source de NEMO2	(268 ± 108)	(292 ± 101)
Activité en $\mu\text{Bq/kg}$ de la source de NEMO3	(556 ± 136)	(402 ± 114)

Table 5.7 : Activités en ^{208}Tl des sources issues de NEMO2 et NEMO3 pour les phases I et II exprimées en $\mu\text{Bq/kg}$.

5.5.3 Comparaison des activités obtenues avec les mesures effectuées par spectrométrie γ

Tout d'abord, on constate que les résultats obtenus pour les deux périodes sont en accord. L'activité en thoron à l'intérieur du détecteur est très faible, aussi, on n'observe pas de variation dans l'activité en ^{208}Tl d'une phase à l'autre.

Les mesures par spectrométrie γ réalisées sur des échantillons des sources ont évalué l'activité en ^{208}Tl de ces dernières à $(0,4 \pm 0,1)$ mBq/kg [57]. Cette mesure est compatible avec les activités déduites de l'analyse des données.

Par la suite, on utilisera les activités déterminées à partir des données de la phase II car ce sont les plus précises que l'on ait obtenues.

5.6 - Mesure des activités en ^{210}Bi et en $^{234\text{m}}\text{Pa}$ de la source et du trajectographe par le canal électron

5.6.1 - Le canal d'analyse « électron »

Le canal « électron » correspond aux événements où une trace et une seule est reconstruite qui correspond à l'électron (fig. 5.23). Un seul photomultiplicateur, associé à cet électron est déclenché. Ces événements correspondent à l'émission d'un électron par un émetteur β^- , ou à un électron produit par effet Compton d'un rayonnement γ , lequel échappe à la détection. Ce canal est adapté à l'étude des émetteurs présents sur ou dans la source, dans le trajectographe, et au niveau du calorimètre. Il est toutefois à noter qu'aucune analyse temporelle de l'événement n'est possible car un seul photomultiplicateur enregistre un dépôt d'énergie. On ne peut donc pas utiliser une méthode d'analyse basée sur des différences de temps de vol afin d'identifier la position du vertex d'émission de l'électron.

Ce canal d'analyse va permettre l'étude des émetteurs β^- , et plus particulièrement des émetteurs β^- purs, comme le ^{210}Bi .

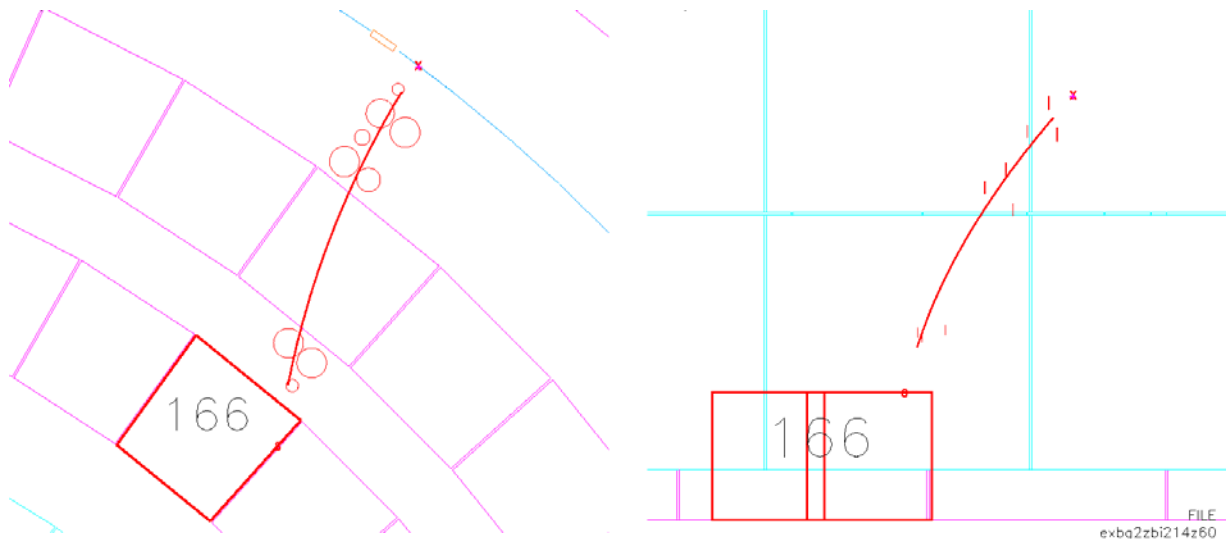


Fig. 5.23 : Un évènement de type « électron », signé par la trace associée au bloc de scintillateur dans lequel une énergie de 166 keV a été déposée - Vue de dessus dans la partie gauche de la figure, et de côté dans la partie droite.

On n'impose ici pas de contrainte pour l'extrémité de la trace qui n'est pas rattachée au calorimètre. Des critères de sélections complémentaires seront appliqués en fonction du fond que l'on cherche à étudier. Ainsi, comme nous le verrons par la suite, pour une étude portant sur la source, on imposera à la trace d'inclure de cellules Geiger situées dans les plans de fils proches. Pour l'étude du ^{210}Bi déposé sur les cellules à dérive par exemple, on imposera à la trace de commencer d'une rangée de cellules en particulier.

5.6.2 - Mesure de l'activité du dépôt de ^{210}Bi sur les cellules du trajectographe

L'étude de l'activité du trajectographe en ^{210}Bi a montré que celle-ci est variable selon les secteurs [55]. Ceci s'explique par le fait que les historiques des secteurs sont différents. Ils n'ont pas été soumis aux mêmes atmosphères pendant la même durée avant leur montage sur le détecteur. En particulier, la concentration de radon à laquelle ils ont été soumis est différente pour chaque secteur. Du radon descend le ^{210}Pb , dont la demi-vie est de 22 ans et qui décroît vers le ^{210}Bi , d'où les activités différentes d'un secteur à l'autre.

Méthode utilisée

L'activité en ^{210}Bi du trajectographe devra être déterminée secteur par secteur. On s'intéressera ici aux secteurs correspondants aux sources de ^{82}Se , c'est-à-dire aux secteurs 6 à 8. On fera appel au canal d'analyse « électron » pour cette étude. En effet, le ^{210}Bi est un émetteur β pur et il ne peut être étudié que par ce canal. L'analyse sera effectuée sur les données de la phase II de la prise de données, pendant laquelle l'activité en ^{214}Bi sur les cellules est la moindre et permet donc de se placer dans les conditions où le fond sera le moins important possible.

Des critères de sélection supplémentaires seront appliqués au canal « électron » afin de se concentrer sur la chambre à fils. Ainsi, on ne considèrera dans cette étude que les évènements dans lesquels les traces commencent à partir de la quatrième rangée de fils. Ceci

permet de s'affranchir des émetteurs β^- présents dans les sources. On imposera également que les évènements ne comptent aucune cellule Geiger déclenchée non associée à une trace, dans un double but : confirmer la présence d'un seul électron dans l'évènement et s'assurer de la qualité des traces reconstruites.

On fera l'hypothèse d'un dépôt de ^{210}Bi identique sur toutes les cellules d'un même secteur, car elles ont tous été soumises à la même atmosphère.

Détermination de l'activité dans les secteurs correspondant aux sources de ^{82}Se

Les contributions au canal « électron » avec les critères additionnels présentés ci-dessus sont les suivantes : les dépôts de ^{214}Bi et ^{214}Pb sur les cellules, la présence de ^{214}Bi , ^{208}Tl , ^{228}Ac et ^{40}K dans les photomultiplicateurs, les dépôts de ^{210}Bi et ^{152}Eu sur le calorimètre et le ^{40}K dans le scintillateur plastique. Les simulations effectuées précédemment pour ces composantes vont permettre d'évaluer leur contribution dans ce canal d'analyse. On procédera par la suite à un ajustement d'un spectre simulé de ^{210}Bi sur les fils au spectre des évènements réels (voir fig.5.24).

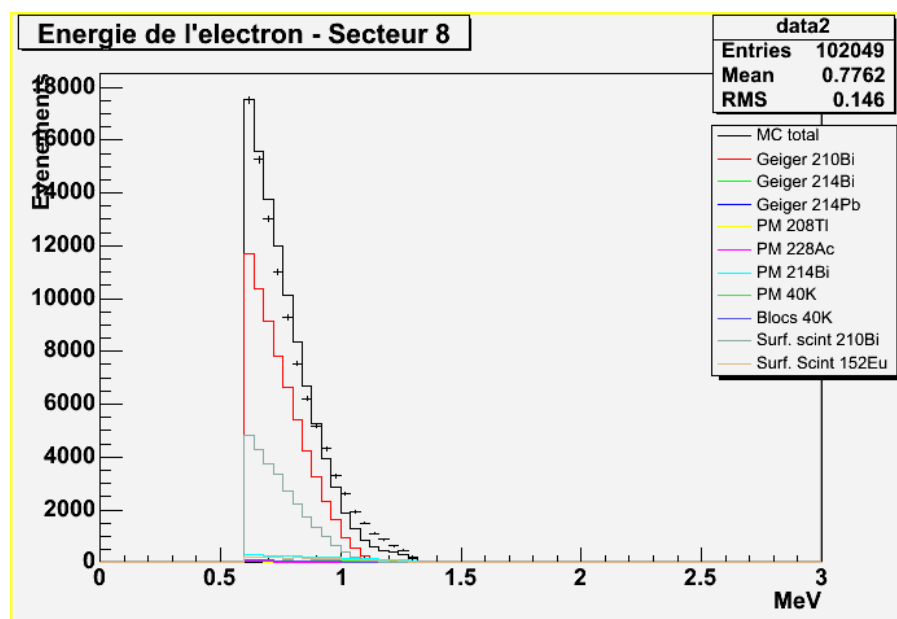


Fig. 5.24 : Spectre en énergie des évènements « électron » pour lesquels la particule est émise après les quatrième rangées de la chambre à fils dans le secteur 8.

L'ajustement réalisé sur le spectre simulé permet de déduire l'activité correspondante en ^{210}Bi . Les activités trouvées pour chacun des secteurs sont présentées dans la table 5.8. Elles sont comprises entre 101 mBq et 171 mBq pour les différents secteurs. Les différences entre les valeurs trouvées pour les secteurs s'expliquent par le fait que les secteurs ont des historiques propres.

La connaissance du dépôt de ^{210}Bi sur les cellules va rendre possible l'estimation de ce dépôt sur les sources, ainsi que la mesure des contaminations des sources qui n'ont pas encore été déterminées.

Secteur	Activités en mBq
6	123 \pm 1
7	171 \pm 1
8	101 \pm 1

Table 5.8 : Activités en ^{210}Bi sur les cellules du trajectographe pour les secteurs correspondant aux sources de ^{82}Se .

5.6.3 - Mesure du ^{210}Bi déposé sur la source, et contamination de la source en $^{234\text{m}}\text{Pa}$

Dans cette dernière étape de la mesure des bruits de fond pour la recherche des processus $\beta\beta 0\nu$ et $\beta\beta 2\nu$, nous allons déterminer les activités du dépôt de ^{210}Bi sur les sources, ainsi que du $^{234\text{m}}\text{Pa}$ contenu dans celles-ci. Toutes les activités des autres isotopes présents dans les feuilles sont par ailleurs connues.

Méthode

L'étude va porter sur les données acquises pendant la phase II de l'expérience, pour laquelle il y a le moins de ^{214}Bi déposé sur les sources et les premiers plans de fils du trajectographe, et donc le moins de fond dans le canal d'analyse « électron » qui est ici employé. L'analyse va être effectuée feuille par feuille.

Des critères de sélection complémentaires vont être définis en plus de ceux qui correspondent au canal « électron » :

- Les traces devront commencer dans le premier plan de cellules du trajectographe. On sera ainsi sensible aux émetteurs présents dans la feuille mais aussi dans la première rangée de cellules Geiger.
- Afin de s'assurer de la qualité des traces reconstruite, on impose un maximum de deux cellules déclenchées et non associées à la trace dans l'évènement. De plus, la trace devra inclure au moins une cellule déclenchée dans les deux plans de fils les plus proches du calorimètre.
- La trace doit être associée à une des sources de ^{82}Se .

L'étude portera sur les spectres en énergie de l'électron. On sélectionnera deux intervalles successifs : l'intervalle compris entre 0,5 et 1,4 MeV, pour lequel les isotopes ^{210}Bi , et $^{234\text{m}}\text{Pa}$ contribuent, et l'intervalle 1,4-2 MeV sur lequel seul le $^{234\text{m}}\text{Pa}$ contribue. Comme précédemment, on procédera par ajustement d'un spectre simulé correspondant à chacun de ces isotopes sur, ou dans la source, au spectre réel.

La totalité des composantes du fond déterminées précédemment seront prises en compte dans ce canal d'analyse. On y ajoutera le ^{212}Bi , ^{228}Ac , ^{214}Pb et ^{40}K contenus dans les sources et déposés en surfaces. Les activités correspondantes doivent être calculées, ou sont connues par mesure par spectrométrie γ .

Calcul des activités en ^{212}Bi , ^{228}Ac et ^{214}Pb des sources de ^{82}Se . Activité en ^{40}K .

En supposant la chaîne du ^{232}Th à l'équilibre (cf. fig. 4.2), on peut déduire les activités en ^{212}Bi et ^{228}Ac des sources des activités mesurées précédemment en ^{208}Tl . On prend en compte le rapport de branchement de 36 % pour la désintégration du ^{212}Bi vers le ^{208}Tl . L'activité en ^{228}Ac est identique à celle en ^{212}Bi . Les activités en ^{208}Tl de chacune des sources et les activités correspondantes en ^{212}Bi et ^{228}Ac sont présentées dans la table 5.9.

Source	Activité en ^{208}Tl (en μBq)	Activité en ^{212}Bi (en μBq)	Activité en ^{228}Ac (en μBq)
Prototype	124 ± 43	344 ± 119	344 ± 119
NEMO3	204 ± 58	567 ± 161	567 ± 161

Table 5.9 : Activités en ^{208}Tl , ^{212}Bi et ^{228}Ac des sources de ^{82}Se .

Les activités des sources en ^{214}Pb sont égales à celles trouvées précédemment pour la ^{214}Bi . Comme pour ce dernier, elles tiennent compte du ^{214}Pb en dépôt à la surface des sources et présent dans la source elle-même. Pour la source de ^{82}Se provenant du prototype, l'activité en ^{214}Pb est donc de $(1,0 \pm 0,1)$ mBq. Elle est de $(0,8 \pm 0,1)$ mBq pour l'autre source.

Les mesures par spectrométrie γ indiquent une activité en ^{40}K de (30 ± 3) mBq/kg (soit 12,8 mBq au total) pour le ^{82}Se provenant du prototype, et de (80 ± 7) mBq/kg (soit un total de 40,6 mBq) pour l'autre source. Ces mesures seront utilisées ici car l'ajustement des composantes sur le spectre en énergie de l'électron n'est pas précis si une d'entre elles n'est pas fixée. L'activité en ^{40}K sera fixée car sa mesure par spectrométrie γ est plus précise que celle du $^{234\text{m}}\text{Pa}$. De plus, la détermination de l'activité en ^{40}K par le canal d'analyse « électron-gamma interne » est malaisée car l'énergie des rayonnements gamma émis est faible. Cela se traduit par une moins bonne définition de la correction temps-énergie. Il en résulte que peu d'évènements de type « électron-gamma » sont reconnus comme internes.

Mesure de l'activité en $^{234\text{m}}\text{Pa}$ des sources

L'ajustement du spectre simulé de $^{234\text{m}}\text{Pa}$ au spectre réel, une fois les autres contributions déduites, est réalisé sur l'intervalle entre 1,4 et 2 MeV. On constate que le $^{234\text{m}}\text{Pa}$ est la contribution principale sur cet intervalle, comme le montre la figure 5.25.

L'ajustement réalisé pour chacune des sources permet d'obtenir les activités suivantes : $(4,6 \pm 0,1)$ mBq pour la source issue du prototype et $(13,0 \pm 0,1)$ mBq pour la source utilisée uniquement dans NEMO3.

Mesure de l'activité du ^{210}Bi déposé sur les sources

En dessous de 1,4 MeV, le ^{210}Bi présent sur les sources contribue au canal « électron ». On procède donc à un ajustement de cette composante sur un intervalle d'énergie du spectre de l'électron allant de 0,5 MeV à 1,4 MeV. Le $^{234\text{m}}\text{Pa}$ est ajouté aux autres

contributions pour cette étude. L'ajustement réalisé pour chacune des sources est présenté dans la figure 5.26.

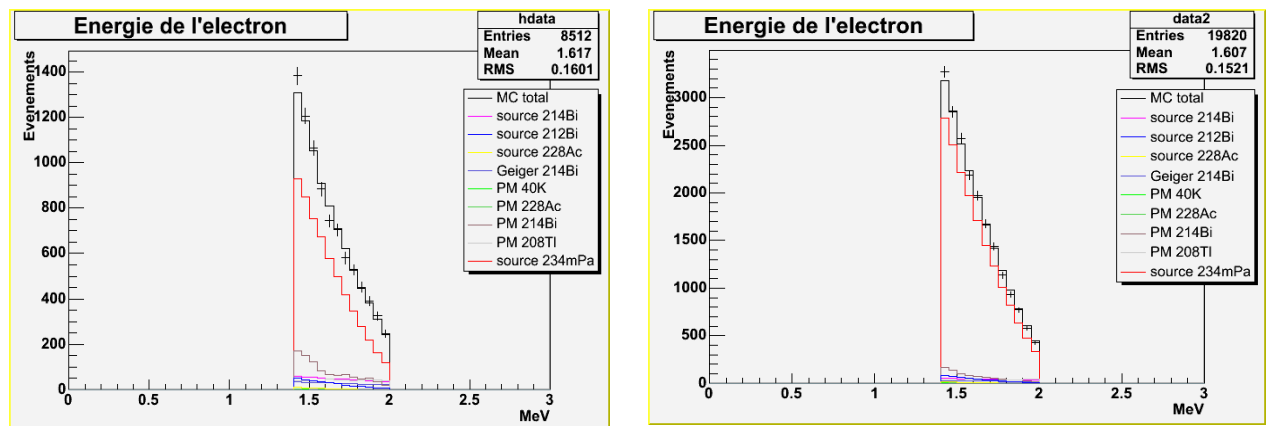


Fig. 5.25 : Spectres en énergie de l'électron pour la source provenant du prototype (à gauche) et la source spécifique à NEMO3 (à droite). La contribution majoritaire provient du ^{234m}Pa dans les sources.

Les activités obtenues ainsi sont de $(88,0 \pm 0,2)$ mBq pour la source venant du prototype et $(47,8 \pm 0,3)$ mBq pour la source spécifique à NEMO3

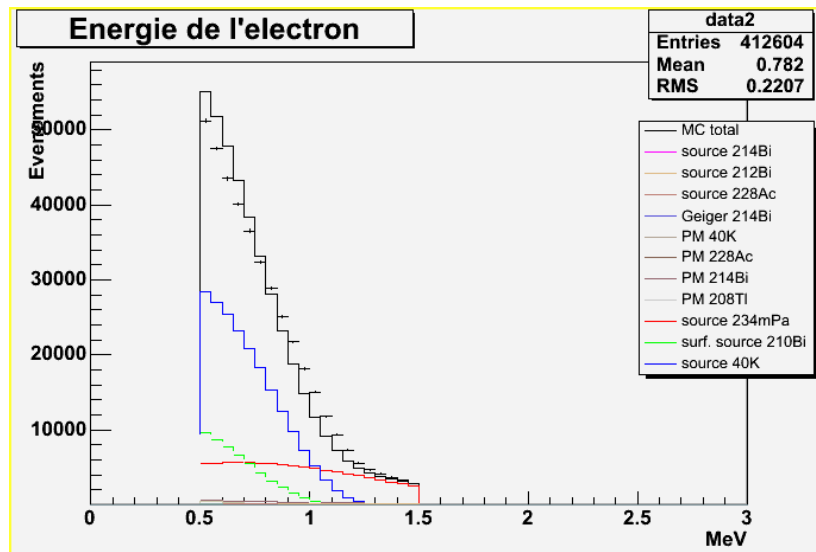


Fig. 5.26 : Spectre en énergie de l'électron pour la source la source spécifique à NEMO3 (à droite) sur l'intervalle 0,5-1,4 MeV.

5.7 – Récapitulatif des activités mesurées

Les activités déterminées dans ce chapitre pour les composantes de bruit de fond interne sont récapitulées dans la table 5.10. Les activités des sources de bruit de fond externe sont présentées dans la table 5.11.

Isotope	Localisation	Activité Mesure HPGe	Activité Données NEMO3
^{234m}Pa	Source prototype	$<7,7$ mBq	$(4,6 \pm 0,1)$ mBq
	Source NEMO3	$<9,1$ mBq	$(13,0 \pm 0,1)$ mBq
^{40}K	Source prototype	12,8 mBq	-
	Source NEMO3	40,6 mBq	-
^{214}Bi	Source prototype	$(0,6 \pm 0,3)$ mBq <i>activité dans la source</i>	Phase I $(0,6 \pm 0,2)$ mBq Phase II : $(1,0 \pm 0,1)$ mBq <i>activités dans la source et en surface</i>
	Source NEMO3	$(0,5 \pm 0,2)$ mBq <i>activité dans la source</i>	Phase I : $(1,2 \pm 0,2)$ mBq Phase II : $(0,8 \pm 0,1)$ mBq <i>activités dans la source et en surface</i>
^{208}Tl	Source prototype	(170 ± 43) μBq	(124 ± 43) μBq
	Source NEMO3	(209 ± 51) μBq	(204 ± 58) μBq
^{212}Bi	Source prototype	$<0,4$ mBq	(344 ± 119) μBq
	Source NEMO3	$<0,5$ mBq	(567 ± 161) μBq
^{228}Ac	Source prototype	$<0,4$ mBq	(344 ± 119) μBq
	Source NEMO3	$<0,5$ mBq	(567 ± 161) μBq
^{214}Pb	Source prototype	$(0,6 \pm 0,3)$ mBq <i>activité dans la source</i>	Phase I : (617 ± 219) mBq Phase II : (972 ± 131) mBq <i>activités dans la source et en surface</i>
	Source NEMO3	$(0,5 \pm 0,2)$ mBq <i>activité dans la source</i>	Phase I : (1206 ± 222) mBq Phase II : (785 ± 125) mBq <i>activités dans la source et en surface</i>

Table 5.10 : Activités mesurées pour les sources de bruit de fond interne par deux méthodes : mesure par spectrométrie γ , et analyse des données de NEMO3.

Les activités obtenues pour les sources par l'étude des données de NEMO3 sont en bon accord avec celles mesurées avec un détecteur HPGe. Une mesure a été obtenue là où le sensibilité du détecteur HPGe ne permettait d'obtenir qu'une limite supérieure pour l'activité (isotopes ^{234m}Pa , ^{212}Bi , et ^{228}Ac). Dans le cas des activités en ^{214}Bi et ^{214}Pb , la comparaison n'est pas possible car l'activité déduite des données de NEMO3 regroupe l'activité intrinsèque de la source et le dépôt à sa surface lié à la présence de radon dans la chambre à fils.

L'analyse des données de NEMO3 a permis de mesurer l'activité des sources de bruit de fond externe. En ce qui concerne les PM, les activités obtenues diffèrent légèrement de celles mesurées par spectrométrie γ . Toutefois, elles sont du même ordre de grandeur.

Une mesure de l'activité en ^{210}Bi et en ^{152}Eu du calorimètre a été obtenue. Cependant, l'activité déduite en ^{40}K dans les blocs de scintillateur n'est pas compatible avec la mesure qui a été effectuée avec un détecteur ^{40}K . Cette mesure a cependant été réalisée à partir d'échantillons et extrapolée à l'ensemble du scintillateur du calorimètre.

Pour la phase I, l'analyse des données a permis une mesure du radon et du thoron présents à l'intérieur des blindages ; cette mesure est en accord avec les résultats obtenus avec un détecteur de radon. De plus, nous avons montré que l'activité en radon dans le trajectographe peut être suivie à partir des données de l'expérience.

Composante	Activité (en Bq) Spectrométrie γ	Activité (en Bq) Détecteur de radon	Activité (en Bq) Données NEMO3
^{214}Bi dans les PM	302	-	$385,0 \pm 14,8$
^{208}Tl dans les PM	17,8	-	$35,0 \pm 0,3$
^{228}Ac dans les PM	49,4	-	$97,2 \pm 0,8$
^{40}K dans les PM	831	-	
^{60}Co dans les pétales	17	-	
^{40}K dans les blocs de scintillateur (murs)	91	-	$10,9 \pm 0,3$
^{152}Eu sur les blocs de scintillateur (murs)	traces	-	$10,4 \pm 0,3$
^{210}Bi sur les blocs de scintillateur	-	-	$10,6 \pm 0,2$
^{214}Bi dans l'air interne au blindage	-	Phase I : 854 Phase II : 10,4	Phase I : $809,9 \pm 19,1$ -
^{208}Tl dans l'air interne au blindage	-	Phase I : 4,5 Phase II : 0,06	Phase I : $5,8 \pm 0,5$ -
^{210}Bi sur la source de NEMO2	-	-	$(63,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$
^{210}Bi sur la source de NEMO3	-	-	$(19,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$
^{210}Bi sur les cellules Geiger	-	-	Secteur 6 : $0,123 \pm 0,001$ Secteur 7 : $0,171 \pm 0,001$ Secteur 8 : $0,101 \pm 0,001$
^{214}Bi sur les cellules Geiger	-	-	Phase I : $0,646 \pm 0,012$ Phase II : $0,114 \pm 0,005$
^{214}Pb sur les cellules Geiger	-	-	Phase I : $0,646 \pm 0,012$ Phase II : $0,114 \pm 0,005$

Table 5.11 : Activités obtenues par trois méthodes de mesure pour les composantes du bruit de fond externe.

5.8 - Conclusion

L'étude de bruit de fond présentée dans ce chapitre a permis de démontrer la vraisemblance des modèles élaborés pour les bruits de fond de type interne et externe.

La capacité du détecteur NEMO3 à identifier les particules a rendu possible une étude complète et quantitative de toutes les composantes du bruit de fond. Les activités déterminées pour ces composantes sont en accord avec les mesures effectuées par spectrométrie γ , lorsqu'elles sont disponibles. Certaines composantes qui ne peuvent être étudiées par cette spectrométrie ont également été mesurées.

Nous avons pu vérifier que le détecteur NEMO3 était très faiblement radioactif, et les radio-isotopes présents à l'extérieur du détecteur ne génèrent pas de bruit de fond pour la recherche du processus $\beta\beta 0\nu$.

L'intégralité des composantes du bruit de fond étant connue pour les deux phases de la prise de données de l'expérience, nous allons pouvoir étudier dans un premier temps le processus $\beta\beta 2\nu$. Une fois ce fond parfaitement connu, la recherche de la désintégration $\beta\beta 0\nu$ sera possible.

Chapitre 6

Détermination de la période du processus $\beta\beta_{2\nu}$ du ^{82}Se

Dans ce chapitre, nous allons définir la topologie des évènements pouvant correspondre aux processus $\beta\beta_{2\nu}$ et $\beta\beta_{0\nu}$. Cette topologie est appelée topologie « deux électrons ». Les critères de sélection de ces évènements seront explicités. Pour chacune des phases d'acquisition, la distribution en énergie totale des évènements réels sera obtenue. La connaissance des sources de bruit de fond et de leur activité permet la détermination de la contribution des différentes sources de bruit de fond à la topologie « deux électrons » à partir de simulations. Il est alors possible d'obtenir la période du processus $\beta\beta_{2\nu}$. L'effet des corrections en énergie déduites des étalonnages laser sur la période du processus sera également étudié.

6.1 - Les évènements de type deux électrons

6.1.1 - La topologie des évènements de type deux électrons

La recherche des évènements de type deux électrons parmi les évènements réels enregistrés avec le détecteur amène à définir un ensemble de critères de sélection des évènements de type double β .

Un évènement de type deux électrons correspond à l'émission simultanée de deux électrons à partir d'une des sources émettrices du détecteur. Il comprend ainsi deux traces associées chacune à un compteur déclenché, correspondant aux deux électrons. Les traces doivent provenir du même vertex situé dans une des sources. Les temps enregistrés par chacun des compteurs doivent être compatibles avec une hypothèse interne. L'évènement réel reconstruit ci-dessous à l'aide du logiciel NEMO 7.0, (fig. 6.1) présente la topologie des évènements de type deux électrons. Les courbures des traces identifient deux électrons qui déposent respectivement 0,802 MeV et 0,291 MeV dans le compteur qui leur est associé. L'énergie totale de cet évènement est de 1,093 MeV.

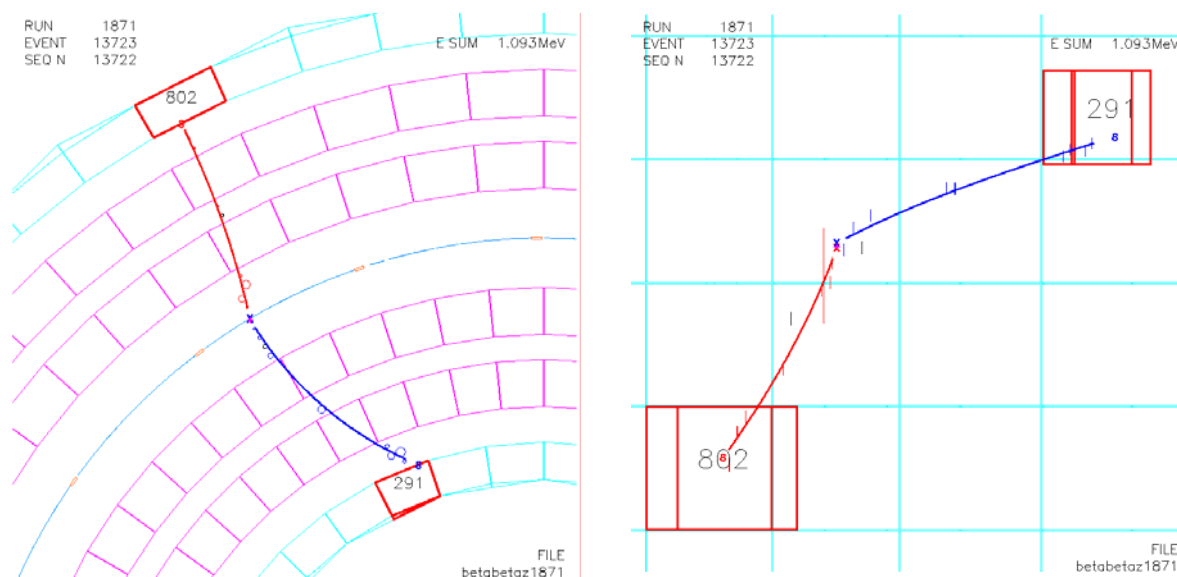


Fig. 6.1 : Un évènement de type deux électrons reconstruit avec le logiciel NEMO 7.0. Les deux traces associées aux électrons présentent des courbures négatives.

6.1.2 - Les critères de sélection des évènements

Afin d'isoler les évènements de type deux électrons dans les données de l'expérience, certains critères de sélection doivent être définis. La liste de ces critères est appliquée aussi bien aux évènements enregistrés par le détecteur qu'aux évènements simulés. La définition d'un électron dans cette analyse est celle qui a été donnée à la section 5.1. La liste des critères propres aux évènements « deux électrons » est la suivante :

- Les évènements de type deux électrons doivent comporter deux électrons uniquement. Aucun compteur déclenché isolé ne doit apparaître dans l'évènement.
- Dans un évènement de type deux électrons, les particules sont émises d'un même vertex situé dans une source. Les traces pour lesquelles au moins une cellule est déclenchée dans les deux plans de fils proches de la source sont prises en compte pour pouvoir reconstruire le vertex de la particule dans la source. Les deux traces devant provenir d'un vertex commun, on impose une distance maximale de 4 cm entre les vertex reconstruits de chacune des traces dans le plan longitudinal et une distance maximale de 2 cm dans le plan transverse. Ces distances ont été établies à partir de simulations : la figure 6.2 montre la distance entre les vertex dans les plans transverse et longitudinal.
- La détermination de la position du vertex de chacune des traces doit être précise, et afin de lever toute ambiguïté, l'évènement ne doit pas comporter plus de deux cellules n'appartenant pas à une trace dans les quatre rangées les plus proches de la source.

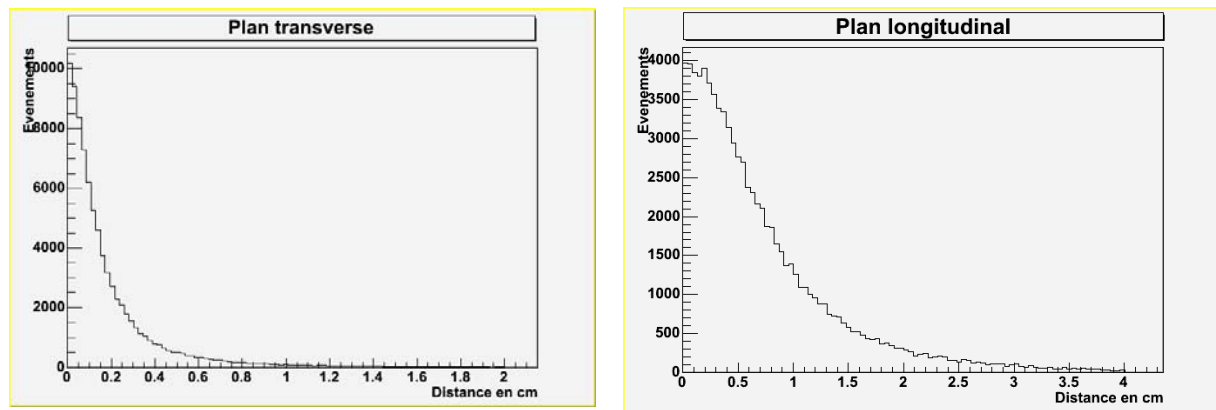


Fig. 6.2 : Distribution de la distance entre les vertex des deux électrons dans le plan transverse (à gauche) et dans le plan longitudinal (à droite) pour des événements simulés correspondant au processus $\beta\beta 0\nu$.

- L'origine interne de l'évènement doit être vérifiée, puisque les deux électrons sont émis simultanément de la source. Il faudra donc pouvoir estimer le temps de vol au mieux pour l'analyse temporelle de l'évènement. En conséquence, on ne retiendra que les compteurs déclenchés qui enregistrent un dépôt d'énergie supérieur à 0,2 MeV, seuil en-dessous duquel la résolution temporelle se dégrade, comme le montre la figure 6.3. Les évènements satisfaisant l'hypothèse interne ont une probabilité d'être internes supérieure à 4% et une probabilité d'être externes inférieure à 1%.

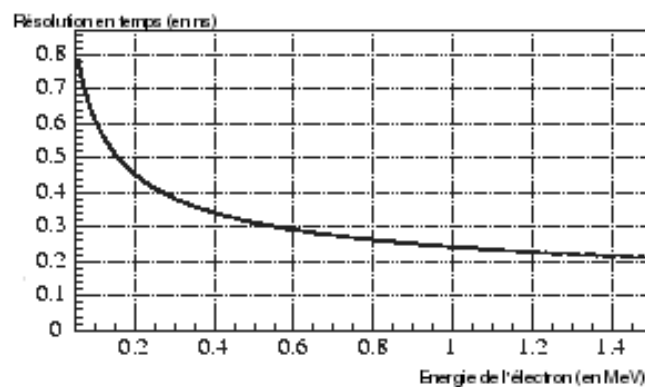


Fig. 6.3 : Résolution temporelle en fonction de l'énergie mesurée des électrons. Cette courbe est obtenue avec les sources d'étalonnage de ^{207}Bi [55].

- Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, le ^{214}Bi constitue un bruit de fond à la fois pour le processus $\beta\beta 2\nu$ et pour la recherche du processus interdit. Il est possible d'identifier les évènements liés à la désintégration du ^{214}Bi . L'effet Bi-Po consiste en l'émission d'un électron par le ^{214}Bi lors de sa désintégration vers le ^{214}Po suivie de l'émission d'une particule α retardée par le ^{214}Po (demi-vie 164 μs). Dans un évènement, l'identification d'une particule α retardée émise depuis le même vertex que les électrons signe donc un

évènement lié à la désintégration du ^{214}Bi dans la source, ou sur les plans de cellules Geiger les plus proches. De tels évènements sont rejetés.

- La possibilité qu'un évènement soit créé à partir d'un électron provenant d'une des deux rangées de cellules Geiger les plus proches de la source puis interagissant avec la feuille pour produire un électron supplémentaire doit être écartée. Ainsi, dans les évènements où les deux traces se trouvent du même côté de la feuille, aucune cellule ne doit avoir été déclenchée en temps de l'autre côté de la source.

Par la suite, nous ne considérerons que les évènements de type deux électrons dont le vertex a été reconstruit dans une source de ^{82}Se .

6.2 – Détermination de la période du processus $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se sans application des étalonnages laser

La prise de données de l'expérience s'organise en deux phases. La phase I correspond à un taux de radon élevé dans le détecteur. Elle s'étend de février 2003 à septembre 2004 pour une durée d'acquisition effective de 365,36 jours. La phase II correspond à la prise de donnée après l'installation de la tente anti-radon autour du détecteur. Le temps d'acquisition effectif correspondant considéré ici est de 405,35 jours.

Afin de calculer la période de la transition permise, nous allons tout d'abord déterminer l'efficacité de détection pour chacune des phases de prise de données. Les données de l'expérience seront ensuite analysées, et les contributions du bruit de fond estimées, selon le modèle quantitatif présenté dans le chapitre 5. La connaissance de la contribution de chaque source de bruit de fond va permettre la détermination de la période du processus permis $\beta\beta 2\nu$. Il sera alors possible de déterminer la période de la double désintégration bêta sans émission de neutrino du ^{82}Se .

6.2.1 – Détermination des efficacités de détection du processus $\beta\beta 2\nu$

Détermination de l'efficacité de détection du processus $\beta\beta 2\nu$ avec un détecteur « parfait »

Le détecteur est considéré comme « parfait » quand tous les photomultiplicateurs y sont présents et ont un gain fixé à une valeur standard. Dans le détecteur parfait, toutes les cellules à dérive sont opérationnelles.

L'efficacité de détection du processus $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se est liée aux conditions expérimentales. Dans cette partie, nous la déterminerons dans le cas d'un détecteur parfait, puis nous verrons par la suite l'influence des conditions dans lesquelles la prise de données a lieu sur l'efficacité de détection.

La table 6.1 détaille l'influence des différents critères de sélection des évènements de type deux électrons sur un lot d'évènements simulés.

Le critère de sélection « trigger » présenté dans la table 6.1 correspond aux évènements qui seront effectivement enregistrés par le détecteur (cf. section 2.7). La coupure imposant deux traces dans l'évènement est très forte puisqu'elle ne conserve que 28 % des évènements générés. Combinée à la sélection sur le nombre de PM dans l'évènement, elle rejette plus de 80 % des évènements. Ces coupures permettent de travailler dans un canal d'analyse où le bruit de fond sera largement rejeté. On notera que la coupure sur le gain des PM ne modifie pas l'efficacité de détection dans le cas du détecteur parfait. Elle le fera cependant quand on procèdera à l'analyse en appliquant les conditions expérimentales.

Critère de sélection appliqué	Efficacité (en %)
Trigger (acquisition)	79,99
2 traces	28,02
2 photomultiplicateurs	18,47
Energie déposée supérieure à 200keV dans chaque PM	15,31
Les traces ont un vertex reconstruit dans la source	14,29
Chaque trace est associée à un PM	11,71
Les traces sont associées à des PM différents	11,65
La distance entre les vertex des traces est de moins de 2cm dans le plan transverse et moins de 4cm dans le plan longitudinal	10,49
Pas de PM déclenché dans les couronnes les plus proches de la source	9,06
L'entrée de l'électron dans les blocs de scintillateur des couronnes se fait par la face avant	8,72
Chaque trace possède au moins une cellule déclenchée dans les deux plans de fils les plus proches de la source	8,41
Pas d'évènement avec deux traces du même côté de la source et une cellule déclenchée en temps dans les deux premiers plans de fils de l'autre côté de la source	8,40
Pas d'évènement avec 3 cellules déclenchées non associées à une trace dans les 4 premiers plans de fils de part et d'autre de la source	8,37
Pas de PM déclenché avec un gain inférieur à 6	8,37
Les vertex des deux traces sont reconstruits sur la même source de ^{82}Se	7,98
Les deux traces sont de courbure négative	7,31
Pas de particule α	7,31
Chaque trace contient au moins une cellule déclenchée dans les deux plans de fils les plus proches du bloc de scintillateur	7,30
Hypothèse interne	6,96

Table 6.1 : Efficacité de détection des évènements $\beta\beta 2\nu$ estimée par simulation en appliquant successivement les critères de sélection des évènements de type deux électrons à un lot d'évènements simulés dans le cas d'un détecteur parfait.

Détermination de l'efficacité de détection du processus $\beta\beta 2\nu$ pour les phases I et II

La même étude est à présent réalisée pour le détecteur tel qu'il opère lors des phases de prise de données I et II. Lors de l'analyse, la valeur réelle du gain des photomultiplicateurs est extraite de la base de données et appliquée à chaque PM à la place de la valeur standard.

De même, si un PM est déclenché dans un évènement simulé alors qu'il est en réalité déconnecté, il sera supprimé de l'évènement. Le même traitement est appliqué aux cellules à dérive. L'effet des différents critères de sélection est présenté dans la table 6.2.

Critère de sélection appliqué	Efficacité (en %)	
	Phase I	Phase II
Trigger (acquisition)	76,13	77,21
2 traces	26,91	27,38
2 photomultiplicateurs	16,89	16,24
Energie déposée supérieure à 200keV dans chaque PM	14,00	13,47
Les traces ont un vertex reconstruit dans la source	13,03	12,52
Chaque trace est associée à un PM	10,63	10,15
Les traces sont associées à des PM différents	10,57	10,09
La distance entre les vertex des traces est de moins de 2cm dans le plan transverse et moins de 4cm dans le plan longitudinal	9,51	9,08
Pas de PM déclenché dans les couronnes les plus proches de la source	8,25	7,80
L'entrée de l'électron dans les blocs de scintillateur des couronnes se fait par la face avant	7,92	7,48
Chaque trace possède au moins une cellule déclenchée dans les deux plans de fils les plus proches de la source	7,62	7,20
Pas d'évènement avec deux traces du même côté de la source et une cellule déclenchée en temps dans les deux premiers plans de fils de l'autre côté de la source	7,61	7,20
Pas d'évènement avec 3 cellules déclenchées non associées à une trace dans les 4 premiers plans de fils de part et d'autre de la source	7,58	7,17
Pas de PM déclenché avec un gain inférieur à 6	7,58	7,17
Les vertex des deux traces sont reconstruits sur la même source de ^{82}Se	7,23	6,28
Les deux traces sont de courbure négative	6,62	6,25
Pas de particule α	6,62	6,25
Chaque trace contient au moins une cellule déclenchée dans les deux plans de fils les plus proches du bloc de scintillateur	6,60	6,24
Hypothèse interne	$6,43 \pm 0,01$	$6,02 \pm 0,01$

Table 6.2 : Efficacité de détection des évènements $\beta\beta 2\nu$ estimée par simulation en appliquant successivement les critères de sélection des évènements de type deux électrons pour les phases I et II.

Entre le cas du détecteur parfait et le détecteur réel, on note tout d'abord une différence dans la proportion d'évènements enregistrés effectivement par le détecteur (critère trigger). Cette baisse de l'efficacité est liée au fait que dans le détecteur réel, certaines cellules Geiger ne sont plus opérationnelles et que des PM ont été déconnectés. Les conditions nécessaires à l'enregistrement de l'évènement sont donc moins souvent remplies.

Cette diminution du nombre de PM connectés et de cellules Geiger en fonction se traduit également par une baisse significative de l'efficacité de détection après les coupures « deux traces » et « deux PM ». Ces coupures permettaient d'obtenir une efficacité de détection de 18,47 % dans le cas du détecteur parfait, contre 16,89 % et 16,24 % dans les conditions expérimentales des phases I et II respectivement. La différence entre les efficacités après ces coupures pour les phases I et II est liée au fait que plus de PM sont déconnectés dans la phase II que dans la phase I. Une baisse relative de 8 % est observée entre l'efficacité de détection dans des conditions idéales et l'efficacité de détection pour la phase I. Cette baisse relative est de 14 % en ce qui concerne la phase II.

6.2.2 – Contribution du bruit de fond interne au processus $\beta\beta 2\nu$

L'activité des différentes sources de bruit de fond de type interne a été déterminée au chapitre 5. La connaissance de ces activités va permettre de normaliser les spectres simulés par rapport au temps d'acquisition de chacune des phases. La contribution de chacune des composantes du bruit de fond interne est présentée dans la table 6.3.

Isotope	Phase I (365,36 j)	Phase II (405,35 j)
^{214}Bi	$52,2 \pm 0,1$	$57,7 \pm 0,1$
^{208}Tl	$10,5 \pm 0,1$	$11,2 \pm 0,1$
^{228}Ac	$13,3 \pm 0,4$	$13,8 \pm 0,5$
^{212}Bi	$9,5 \pm 0,4$	$9,7 \pm 0,4$
^{40}K	$144,4 \pm 3,2$	$146,4 \pm 1,1$
$^{234\text{m}}\text{Pa}$	$431,6 \pm 5,4$	$443,4 \pm 5,8$
^{214}Pb	$19,6 \pm 0,7$	$22 \pm 0,8$
Total	$681,1 \pm 6,3$	$704,2 \pm 8,3$

Table 6.3 : Contribution en nombre d'évènements des différentes sources de bruit de fond interne pour les phases I et II (durées de prises de données respectives de 365,36 j et 405,35 j). Les lignes ^{214}Bi et ^{214}Pb correspondent à l'isotope présent à l'intérieur de la source et à sa surface.

Comme on peut le voir dans la table 6.3, la principale source de bruit de fond interne pour le processus $\beta\beta 2\nu$ est le $^{234\text{m}}\text{Pa}$ présent à l'intérieur de la source, et ce pour les deux phases. Il représente à lui seul 63 % du bruit de fond de type interne.

Les spectres de l'énergie totale de ces contributions pour la phase I, normalisés au temps d'acquisition, sont présentés dans la figure 6.4. Dans ces spectres, la contribution du $^{234\text{m}}\text{Pa}$ apparaît clairement. Ceci est lié aux activités importantes de cet isotope dans les sources de ^{82}Se . On constate également que seuls le ^{214}Bi et le ^{208}Tl peuvent contribuer aux

hautes énergies. Leur contribution se situe aussi à des énergies plus basses que celles de la fenêtre d'intérêt pour la recherche du processus $\beta\beta 0\nu$.

6.2.3 – Contribution du bruit de fond externe au processus $\beta\beta 2\nu$

La contribution estimée à partir des simulations Monte-Carlo des différentes composantes du bruit de fond externe étudiées au chapitre 5 pour chaque phase de l'expérience est présentée dans la table 6.4.

Pour la phase I, les sources de bruit de fond prédominantes sont le ^{214}Bi et le ^{214}Pb , descendants du radon, déposés sur les cellules du trajectographe. Cette contribution est fortement réduite dans la phase II de l'expérience, pendant laquelle de l'air sans radon est injecté autour du détecteur. Leur contribution diminue d'un facteur 6 environ entre la phase I et la phase II. Le ^{210}Bi déposé sur les sources constitue une source de bruit de fond importante pour les deux phases, de même que le ^{214}Bi présent dans le verre des photomultiplicateurs.

Isotope	Localisation	Phase I (365,36 j)	Phase II (405,35 j)
^{210}Bi	Surface des sources	$100,8 \pm 6,9$	$103,5 \pm 7,3$
^{214}Bi	Air dans les blindages	$24,9 \pm 4,0$	-
^{208}Tl	Air dans les blindages	$0,7 \pm 0,4$	-
^{214}Bi	PM	$24,8 \pm 3,5$	$25,9 \pm 3,7$
^{208}Tl	PM	$11,0 \pm 1,7$	$11,0 \pm 1,8$
^{228}Ac	PM	$1,8 \pm 1,1$	$2,0 \pm 1,2$
^{40}K	PM	$13,1 \pm 2,4$	$12,9 \pm 2,3$
^{214}Bi	Cellules Geiger	$132,1 \pm 2,3$	$24,8 \pm 0,4$
^{214}Pb	Cellules Geiger	$133,8 \pm 7,4$	$24,5 \pm 1,4$
^{210}Bi	Cellules Geiger	$25,5 \pm 3,5$	$24,4 \pm 3,6$
^{60}Co	Pétales	$4,1 \pm 0,7$	$4,5 \pm 0,7$
^{210}Bi	Surface scintillateurs	$1,3 \pm 0,7$	$2,2 \pm 0,9$
^{40}K	Blocs des murs	$0,7 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,2$
^{152}Eu	Surface scintillateurs murs	<1	<1
Total		$477,6 \pm 12,6$	$236,6 \pm 9,1$

Table 6.4 : Contribution en nombre d'évènements des différentes sources de bruit de fond externe pour les phases I et II (durées de prises de données respectives de 365,36 j et 405,35 j).

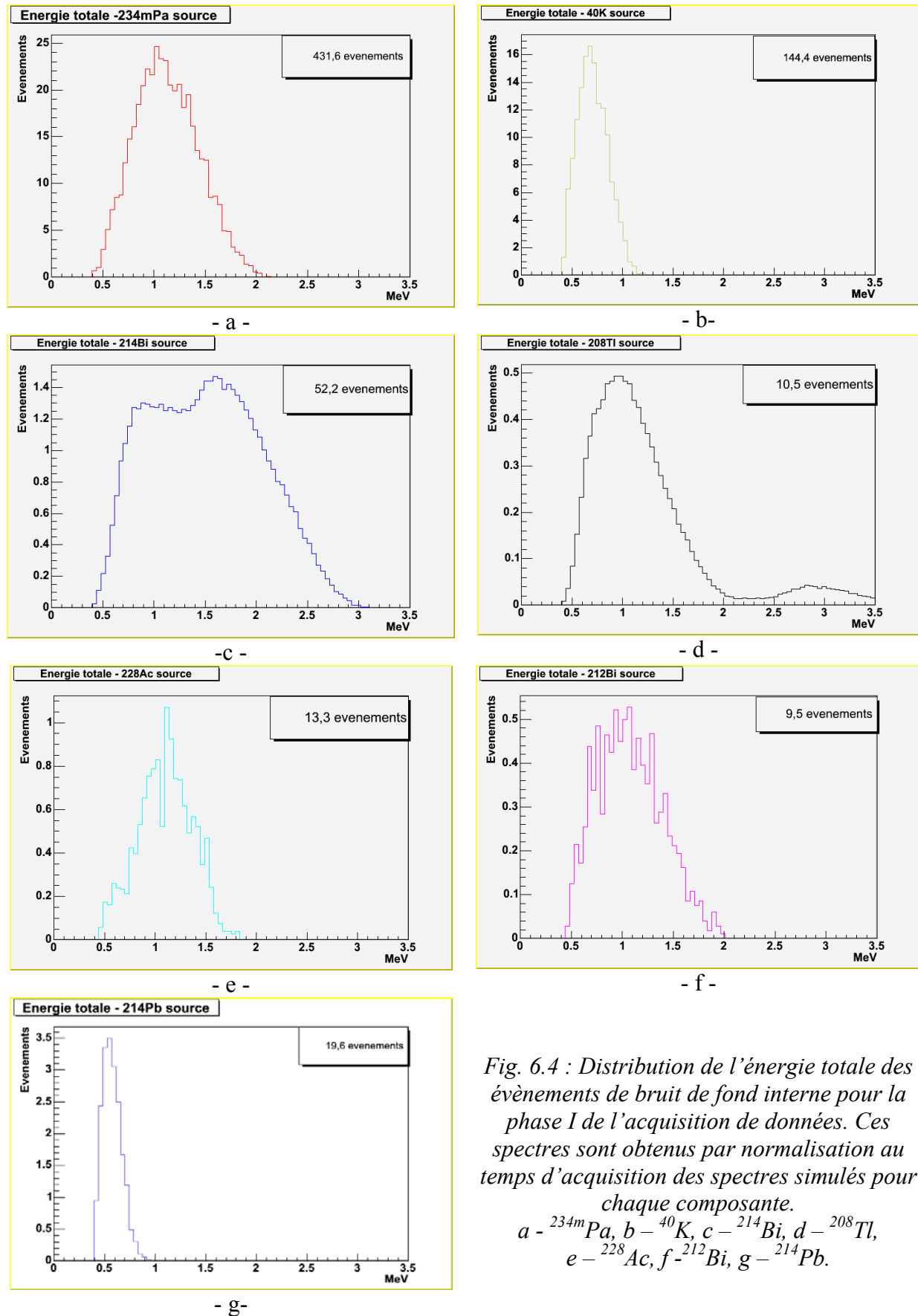


Fig. 6.4 : Distribution de l'énergie totale des évènements de bruit de fond interne pour la phase I de l'acquisition de données. Ces spectres sont obtenus par normalisation au temps d'acquisition des spectres simulés pour chaque composante.
 a - ^{234m}Pa , b - ^{40}K , c - ^{214}Bi , d - ^{208}Tl ,
 e - ^{228}Ac , f - ^{212}Bi , g - ^{214}Pb .

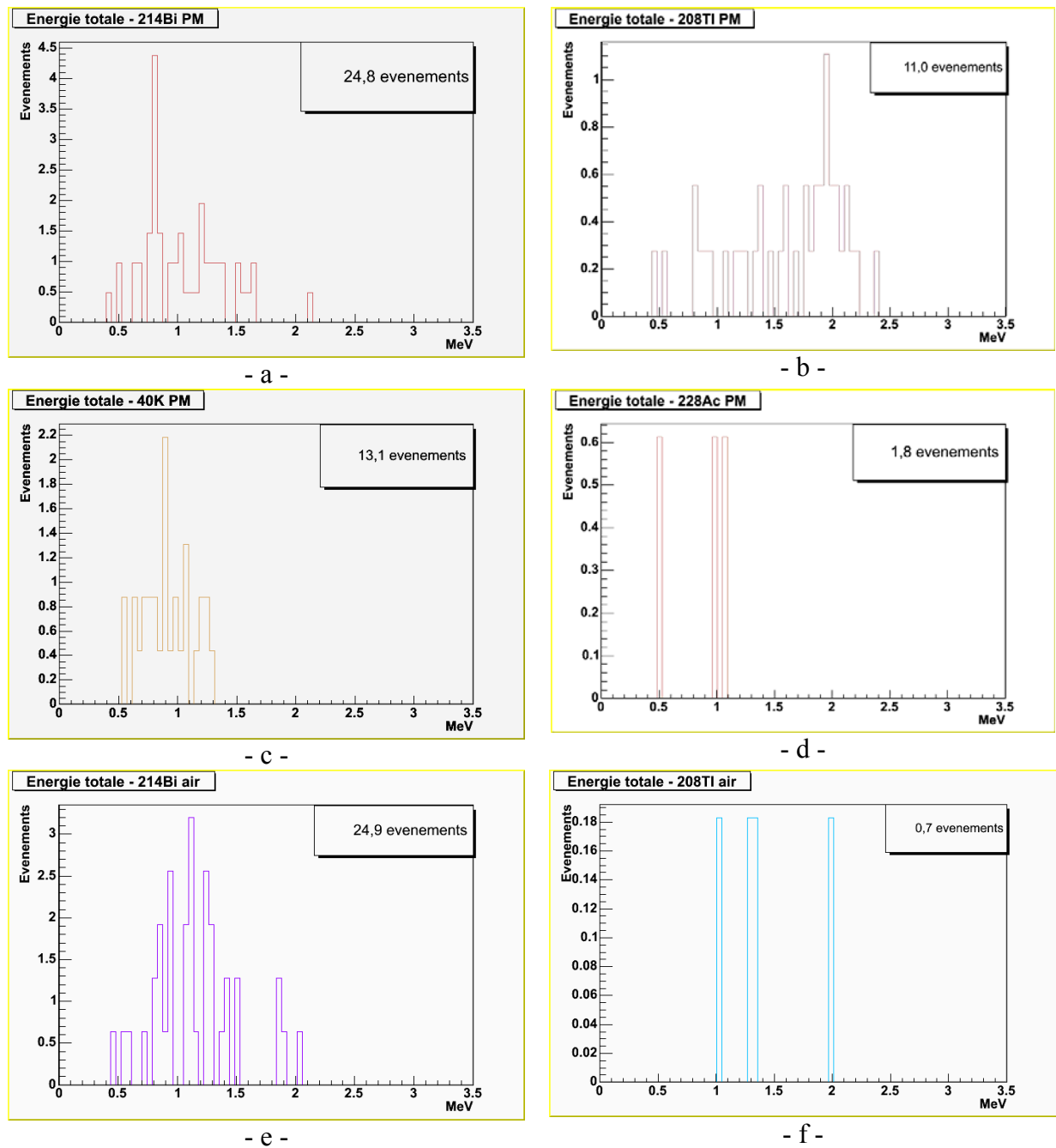


Fig. 6.5: Distribution de l'énergie totale des évènements de bruit de fond externe pour la phase I de l'acquisition de données pour les isotopes présents dans les PM et dans l'air contenu dans les blindages. Ces spectres sont obtenus par normalisation au temps d'acquisition des spectres simulés pour chaque composante.

a – ^{214}Bi dans les PM, b – ^{208}Tl dans les PM, c – ^{40}K dans les PM, d – ^{228}Ac dans les PM, e – ^{214}Bi dans l'air contenu dans les blindages, f – ^{208}Tl dans l'air contenu dans les blindages.

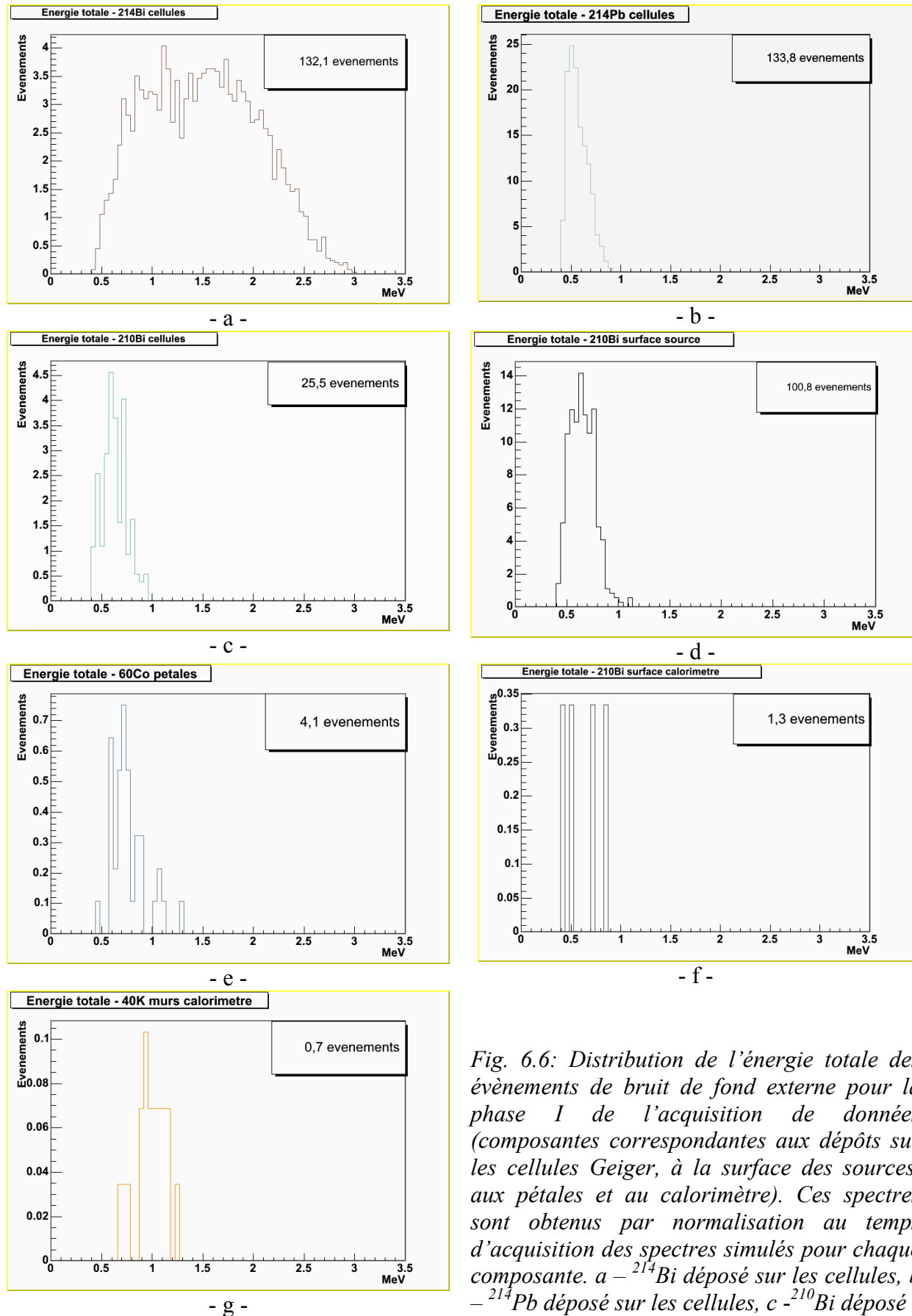


Fig. 6.6: Distribution de l'énergie totale des événements de bruit de fond externe pour la phase I de l'acquisition de données (composantes correspondantes aux dépôts sur les cellules Geiger, à la surface des sources, aux pétales et au calorimètre). Ces spectres sont obtenus par normalisation au temps d'acquisition des spectres simulés pour chaque composante. a - ^{214}Bi déposé sur les cellules, b - ^{214}Pb déposé sur les cellules, c - ^{210}Bi déposé sur les cellules, d - ^{210}Bi déposé sur la source, e - ^{60}Co dans les pétales, f - ^{210}Bi sur le calorimètre, g - ^{40}K sur les murs du calorimètre.

Les spectres correspondant à la contribution des différentes sources de bruit de fond externe sont présentés dans les figures 6.5 et 6.6 pour la phase I et la phase II respectivement. Ils mettent en évidence la prédominance du ^{214}Bi et du ^{214}Pb sur les cellules Geiger dans la phase I. Le fort taux de radon se traduit également par une contribution importante du ^{214}Bi contenu dans l'air à l'intérieur des blindages.

6.2.4 – Obtention de la période du processus $\beta\beta 2\nu$ pour la phase I

L'analyse des données de la phase I de l'expérience montre 4184 évènements de type double bêta, dont la distribution en énergie est présentée dans la figure 6.7.

La contribution des différents bruits de fond sur cette période est de 1156 ± 14 . Elle est présentée avec le spectre correspondant aux données expérimentales dans la figure 6.7. La contribution prédominante au spectre en énergie totale des évènements sélectionnés dans les données enregistrées par l'expérience est le processus $\beta\beta 2\nu$. Le bruit de fond apparaît comme une contribution nettement moins importante.

A partir du nombre d'évènements sélectionnés et du bruit de fond estimé, on attribue 3028 évènements à la double désintégration bêta avec émission de neutrinos, dont la distribution de l'énergie totale est exposée à la figure 6.7. Le rapport signal sur bruit est donc de $2,6 \pm 0,1$.

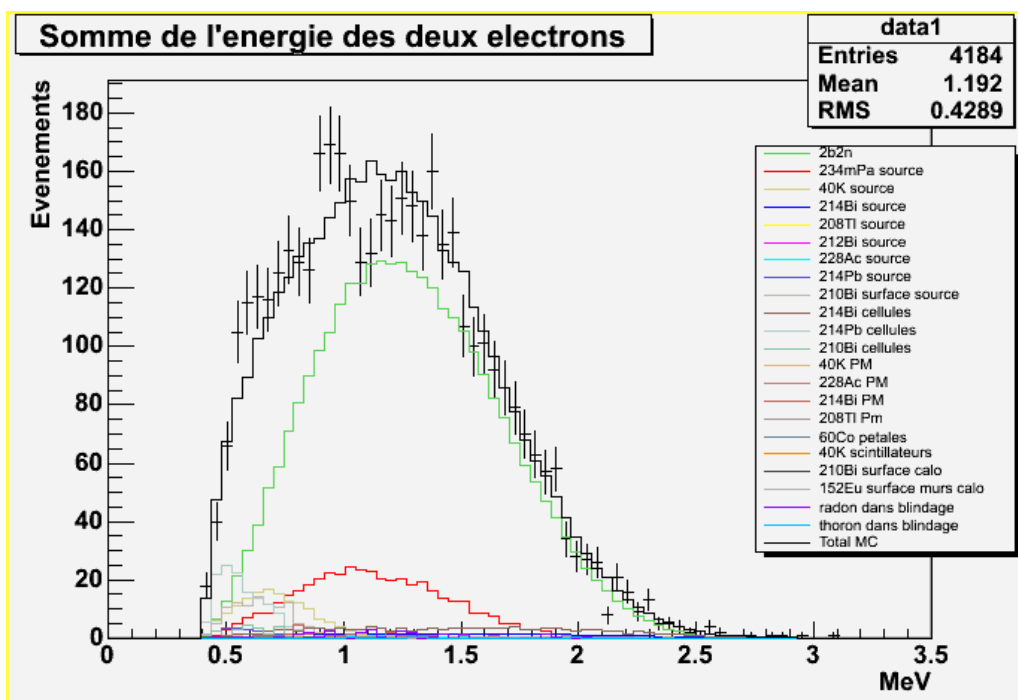


Fig. 6.7 : Distribution de l'énergie totale des évènements de type deux électrons sélectionnés dans les données de la phase I (représentés par les croix), et de ces composantes. On notera particulièrement le spectre de la double désintégration bêta avec émission de neutrinos (en vert).

La figure 6.8 montre le spectre en énergie totale pour les données de la phase I auquel la contribution totale des bruits de fond a été déduite. Ce spectre est en accord avec le spectre attendu, normalisé à 3028 évènements. De même, la distribution angulaire des évènements des données est en accord avec ce qui est attendu (fig. 6.9).

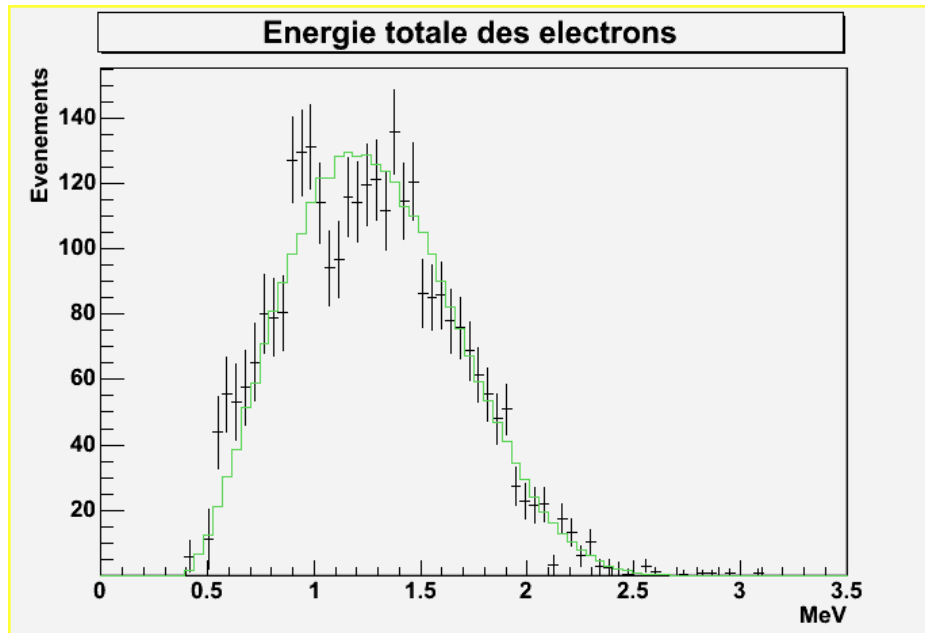


Fig. 6.8 : Distribution de l'énergie totale des évènements de données de la phase I (représentés par les croix), bruit de fond soustrait, et spectre simulé d'évènements $\beta\beta 2\nu$ normalisé à 3028 évènements (en vert).

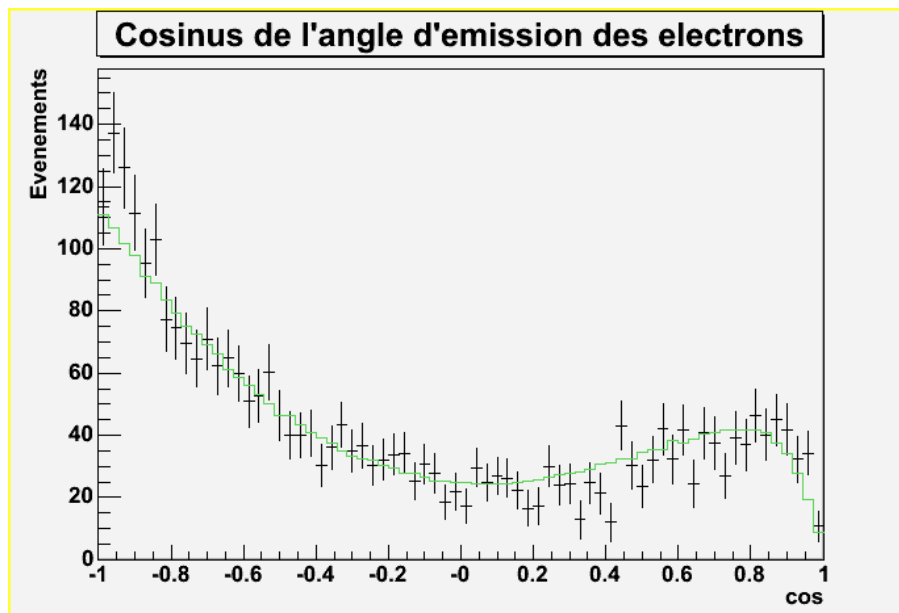


Fig. 6.9 : Distribution angulaire des évènements de données de la phase I (représentés par les croix), bruit de fond soustrait, et spectre simulé d'évènements $\beta\beta 2\nu$ normalisé à 3028 évènements (en vert).

La période du processus $\beta\beta 2\nu$ est obtenue à partir de l'expression :

$$T_{\frac{1}{2}}^{2\nu} = \varepsilon N_{at} \ln 2t \frac{1}{N_{evt}} \quad (6.1)$$

Ainsi, la période de la double désintégration bêta avec émission de neutrinos pour la phase I est de :

$$T_{\frac{1}{2}}^{2\nu} = 10,1 \pm 0,2(stat) \pm 1,0(syst).10^{19} \text{ ans} \quad (6.2)$$

L'erreur systématique sur la période est de 10 %. Elle provient de la précision de la détermination par simulation de l'efficacité de détection des deux électrons, de l'incertitude sur la valeur des étalonnages absolus. Les incertitudes sur l'épaisseur et le positionnement des sources émettrices, ainsi que l'incertitude sur la valeur du seuil en énergie de l'électronique d'acquisition des signaux des photomultiplicateurs y contribuent également.

Les premiers résultats de l'expérience NEMO3 publiés par la collaboration pour la phase I pour ce processus pour le ^{82}Se sont de $9,6 \pm 0,3(stat) \pm 1,0(syst).10^{19}$ ans [60]. Le résultat présenté ici pour la phase I est en accord avec le résultat publié.

6.2.5 – Obtention de la période du processus $\beta\beta 2\nu$ pour la phase II

L'analyse des données de la phase II permet de sélectionner 4260 évènements de type deux électrons, dont la distribution en énergie totale est présentée par la figure 6.10. La partie à haute énergie du spectre compte très peu d'évènements.

Le nombre d'évènements imputables aux différentes sources de bruit de fond sur cette période est de 941 ± 10 . La distribution en énergie de ces évènements est présentée dans la figure 6.10.

Le nombre d'évènements que l'on peut attribuer au processus double bêta permis est de 3319. Le rapport signal sur bruit devient donc $3,5 \pm 0,1$. Cette amélioration du rapport signal sur bruit découle de la réduction du taux de radon à l'intérieur et autour du détecteur. Comme dans le cas de la phase I, la contribution prédominante au spectre des évènements réels est le processus $\beta\beta 2\nu$ (fig. 6.10). On notera que le bruit de fond externe contribue peu par rapport au bruit de fond interne.

La figure 6.11 montre le spectre en énergie totale des évènements sélectionnés dans les données, bruit de fond déduit. Le spectre de l'énergie totale d'évènements $\beta\beta 2\nu$ simulés normalisé à 3319 évènements reproduit bien le spectre correspondant aux données réelles bruit de fond déduit.

La distribution angulaire des évènements des données de la phase II, bruit de fond déduit, correspond à celle d'évènements $\beta\beta 2\nu$ simulés (fig. 6.12).

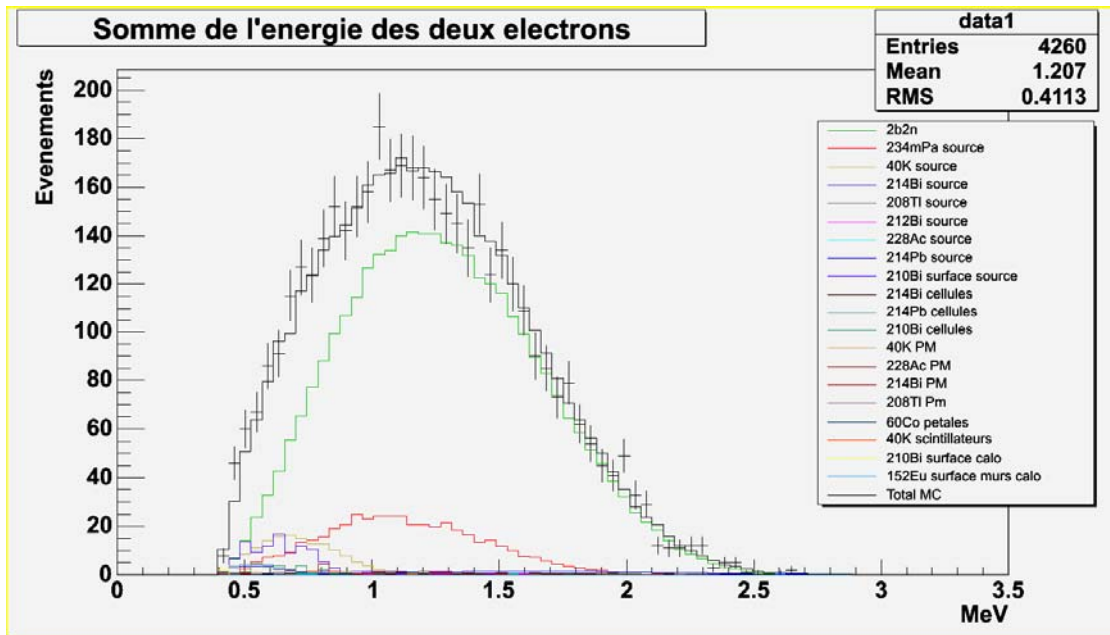


Fig. 6.10 : Distribution de l'énergie totale des évènements de type deux électrons sélectionnés dans les données pour la phase II (représentés par les croix), et de ces composantes. On notera particulièrement le spectre de la double désintégration bêta avec émission de neutrinos (en vert).

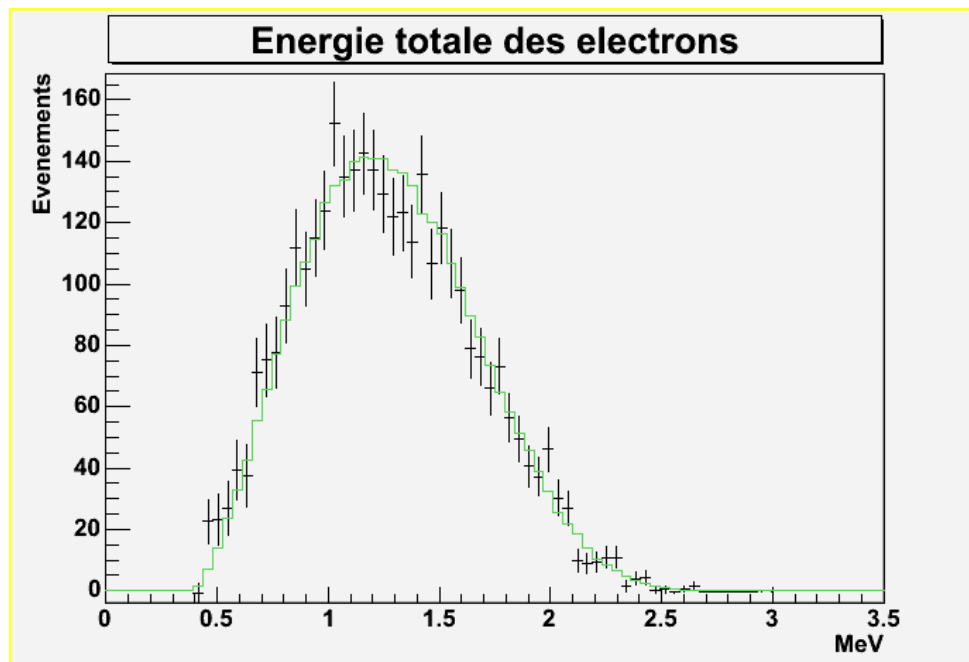


Fig. 6.11 : Distribution de l'énergie totale des évènements de données de la phase II (représentés par les croix), bruit de fond soustrait, et spectre simulé d'évènements $\beta\beta 2\nu$ normalisé à 3319 évènements (en vert).

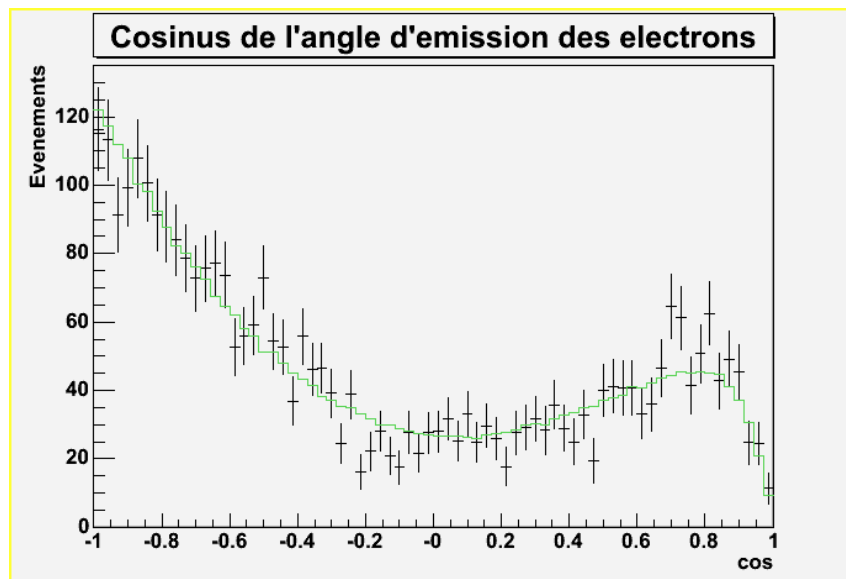


Fig. 6.12 : Distribution angulaire des évènements de données de la phase II (représentés par les croix), bruit de fond soustrait, et spectre simulé d'évènements $\beta\beta 2\nu$ normalisé à 3319 évènements (en vert).

La période de la double décroissance bêta avec émission de neutrinos pour la phase II de l'expérience obtenue est:

$$T_{\frac{1}{2}}^{2\nu} = 9,6 \pm 0,2(stat) \pm 1,0(syst) \cdot 10^{19} \text{ ans} \quad (6.3)$$

Les résultats obtenus pour les phases I et II de l'expérience sont en accord en tenant compte de l'erreur systématique.

6.3 - Détermination de la période du processus $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se avec application des étalonnages laser

Les étalonnages à l'aide du système de suivi laser présentés au chapitre 3 vont à présent être appliqués dans l'analyse. Le but de cette étude est de mesurer l'effet des corrections en énergie apportées par ces étalonnages sur la période du processus double bêta permis. Comme nous l'avons vu, ces corrections en énergie ne sont pas disponibles pour la totalité de la durée de la prise de données. Ici, le temps effectif de la prise de données pour lequel la méthode est applicable est de 178,90 jours pour la phase I. On parlera de phase I restreinte.

6.3.1 – Critères de qualités laser

Comme nous l'avons vu à la section 3.3.3, certains PM doivent être rejetés de l'analyse quand les étalonnages laser sont pris en compte car ils ne présentent pas un suivi laser fiable. Nous avons vu que le suivi laser est considéré comme fiable dans les cas où $|\Delta a|$ est inférieur à 3 %. Pour des désaccords Δa supérieurs à 3 %, on pourra appliquer les rétro-

corrections si aucune variation brusque dans le gain n'apparaît. Il existe également un critère de qualité sur les corrections $e_{\text{corr}2}$: une variation de plus de 5 % entre deux corrections successives entraîne le rejet du PM associé pour l'analyse des données. Le PM est rejeté sur toute la période absolue si l'origine de cette variation n'a pas été identifiée. Les corrections $e_{\text{corr}2}$ doivent avoir été obtenues à partir d'un spectre ADC présentant une statistique suffisante et une valeur moyenne correcte.

Tous les PM qui ne répondent pas à l'ensemble de ces critères de qualité sont rejetés de l'analyse.

6.3.2 - Détermination de l'efficacité de détection du processus $\beta\beta 2\nu$

L'efficacité de détection des événements de type double bêta spécifique à la phase I restreinte est déterminée en analysant les simulations réalisées en appliquant les conditions expérimentales de ces périodes et les critères de qualité de suivi laser. Une baisse de l'efficacité est donc attendue par rapport au cas où la méthode d'étalonnage laser n'est pas prise en compte. L'effet des différents critères de sélection des événements sur l'efficacité de détection est présenté dans la table 6.6.

Une légère baisse d'efficacité est observée entre la phase I complète et la phase I restreinte. La prise en compte des critères de qualité du suivi laser n'affecte que peu l'efficacité de détection car le suivi est satisfaisant pour la majorité des PM.

6.3.3 - Contribution du bruit de fond interne

Les contributions des différentes composantes de bruit de fond interne sont présentées dans la table 6.5. Comme dans le cas des phases I et II complètes, la contribution principale au bruit de fond interne est le $^{234\text{m}}\text{Pa}$, qui en représente 65 %. Les proportions des différentes contributions sont conformes à ce qui avait été déterminé pour les phases complètes.

Isotope	Phase I restreinte (178,90 j)	Phase I complète (normalisée à 178,90 j)
^{214}Bi	$26,30 \pm 0,06$	$25,56 \pm 0,05$
^{208}Tl	$5,32 \pm 0,01$	$5,14 \pm 0,05$
^{228}Ac	$6,3 \pm 0,2$	$6,5 \pm 0,2$
^{212}Bi	$4,4 \pm 0,2$	$4,7 \pm 0,2$
^{40}K	$57,5 \pm 1,1$	$70,7 \pm 1,6$
$^{234\text{m}}\text{Pa}$	$201,0 \pm 2,6$	$211,3 \pm 2,6$
^{214}Pb	$9,2 \pm 0,4$	$9,6 \pm 0,3$
Total	$310,0 \pm 2,9$	$333,5 \pm 3,1$

Table 6.5 : Contribution en nombre d'évènements des différentes sources de bruit de fond interne pour les phases I restreinte (durée d'acquisition de 178,90 j) et complète (normalisée à la durée de la phase I restreinte), avec prise en compte des étalonnages laser.

Critère de sélection appliqué	Efficacité (en %) Phase I restreinte
Trigger (acquisition)	75,64
2 traces	26,65
2 photomultiplicateurs	16,58
Energie déposée supérieure à 200keV dans chaque PM	13,74
Les traces ont un vertex reconstruit dans la source	12,78
Chaque trace est associée à un PM	10,40
Les traces sont associées à des PM différents	10,34
La distance entre les vertex des traces est de moins de 2cm dans le plan transverse et moins de 4cm dans le plan longitudinal	9,31
Pas de PM déclenché dans les couronnes les plus proches de la source	8,04
L'entrée de l'électron dans les blocs de scintillateur des couronnes se fait par la face avant	7,71
Chaque trace possède au moins une cellule déclenchée dans les deux plans de fils les plus proches de la source	7,42
Pas d'évènement avec deux traces du même côté de la source et une cellule déclenchée en temps dans les deux premiers plans de fils de l'autre côté de la source	7,42
Pas d'évènement avec 3 cellules déclenchées non associées à une trace dans les 4 premiers plans de fils de part et d'autre de la source	7,39
Pas de PM déclenché avec un gain inférieur à 6	7,39
Les vertex des deux traces sont reconstruits sur la même source de ^{82}Se	7,04
Les deux traces sont de courbure négative	6,45
Pas de particule α	6,45
Chaque trace contient au moins une cellule déclenchée dans les deux plans de fils les plus proches du bloc de scintillateur	6,43
Hypothèse interne	6,22
Qualité du suivi laser	6,20 \pm 0,01

Table 6.6 : Efficacité de détection des évènements $\beta\beta 2\nu$ estimée par simulation en appliquant successivement les critères de sélection des évènements de type deux électrons pour la phase I restreinte, avec application des étalonnages laser.

6.3.4 - Contribution du bruit de fond externe

La table 6.7 récapitule les contributions exprimées en nombre d'évènements de type deux électrons des sources de bruit de fond externe pour la phase I restreinte. On retrouve ici la nette prédominance (56 %) des fonds liés au dépôt de radon dans le trajectographe, ainsi qu'une contribution importante du ^{210}Bi déposé sur les sources et du ^{214}Bi présent dans le verre des PM. Les contributions des bruits de fond trouvées sont compatibles avec la phase I complète.

Isotope	Localisation	Phase I restreinte (178,90 j)	Phase I complète (normalisée à 178,90 j)
^{210}Bi	Surface des sources	$47,8 \pm 3,4$	$49,4 \pm 3,4$
^{214}Bi	Air dans les blindages	$12,2 \pm 2,0$	$12,2 \pm 2,0$
^{208}Tl	Air dans les blindages	$0,4 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,2$
^{214}Bi	PM	$12,4 \pm 1,7$	$12,1 \pm 1,7$
^{208}Tl	PM	$5,1 \pm 0,8$	$5,4 \pm 0,8$
^{228}Ac	PM	$0,9 \pm 0,5$	$0,9 \pm 0,5$
^{40}K	PM	$5,7 \pm 1,0$	$6,4 \pm 1,7$
^{214}Bi	Cellules Geiger	$62,8 \pm 1,1$	$64,7 \pm 1,1$
^{214}Pb	Cellules Geiger	$61,7 \pm 3,5$	$65,5 \pm 3,6$
^{210}Bi	Cellules Geiger	$12,1 \pm 1,7$	$12,5 \pm 1,7$
^{60}Co	Pétales	$2,0 \pm 0,3$	$2,0 \pm 0,3$
^{210}Bi	Surface scintillateurs	$0,7 \pm 0,3$	$0,6 \pm 0,3$
^{40}K	Blocs des murs	$0,3 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$
^{152}Eu	Surface scintillateurs murs	$<0,7$	$<0,5$
Total		$224,1 \pm 5,9$	$233,9 \pm 6,2$

Table 6.7 : Contribution en nombre d'évènements des différentes sources de bruit de fond externe pour la phase I restreinte (durée d'acquisition respectives de 4294 h) et la phase I complète normalisée à la durée de la phase I restreinte.

6.3.5 - Obtention de la période du processus $\beta\beta 2\nu$ pour la phase I restreinte

L'analyse de données de la phase I restreinte en appliquant les critères de sélection sur la qualité du suivi laser, ainsi que les corrections en énergies, identifie 2017 évènements de type deux électrons. Sans leur application, le nombre d'évènements sélectionnés serait de 2020 sur la même période de prise de données. La majorité de la statistique est donc conservée. Le spectre en énergie totale de ces évènements est présenté dans la figure 6.13.

Le nombre estimé d'évènements correspondant au bruit de fond est de $534,3 \pm 6,7$. La contribution de ces évènements au spectre en énergie totale des électrons des évènements sélectionnés dans les données apparaît avec ces derniers dans la figure 6.13.

Le nombre d'évènements attribuables au processus $\beta\beta 2\nu$ est donc de 1482,7, ce qui permet de calculer la période associée. Le rapport signal sur bruit est évalué à $2,8 \pm 0,1$. Comme le montre la figure 6.13, la contribution majoritaire au spectre de l'énergie totale des évènements de type deux électrons réels est le processus permis. L'application des corrections

en énergie fait passer l'énergie moyenne des événements sélectionnés dans les données de la phase I restreinte de 1,192 MeV à 1,198 MeV.

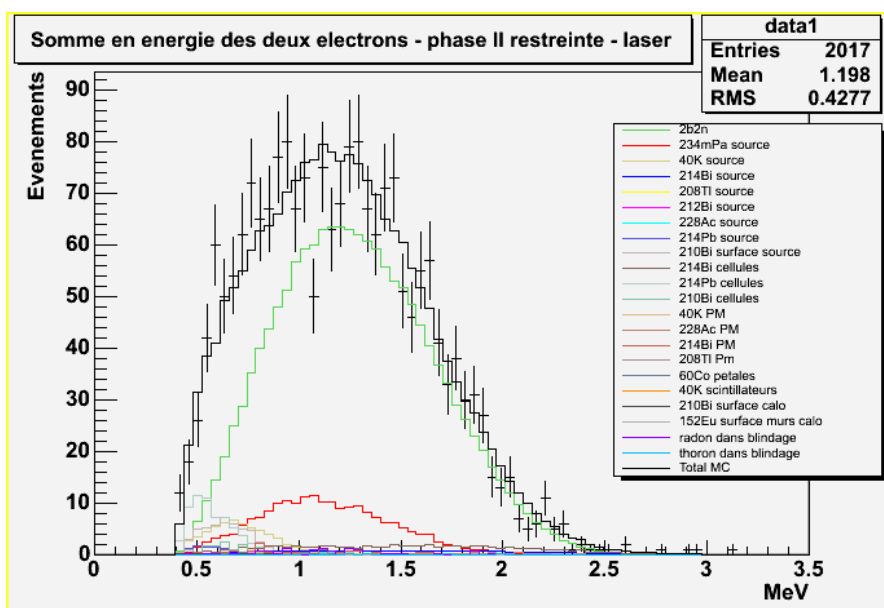


Fig. 6.13 : Distribution de l'énergie totale des événements de type deux électrons sélectionnés dans les données (représentés par les croix), et de ses composantes pour la phase I restreinte, avec application des étalonnages laser.

Le spectre de l'énergie totale des événements sélectionnés dans les données, bruit de fond déduit, est en accord avec le spectre simulé d'événements issus du processus permis normalisé à 1482,7 événements (fig. 6.14), de même pour les distributions angulaires réelle et simulée (fig. 6.15).

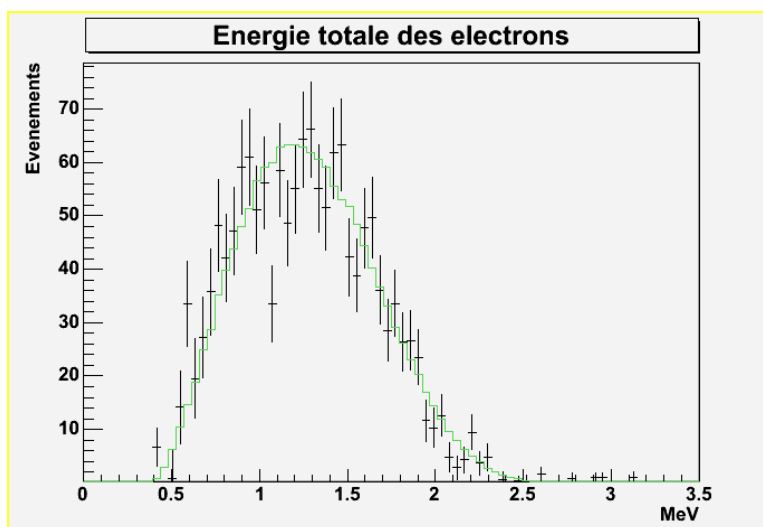


Fig. 6.14 : Distribution de l'énergie totale des événements de données de la phase I restreinte (représentés par les croix), bruit de fond soustrait, et spectre simulé d'événements $\beta\beta_{2\nu}$ normalisé à 1482,7 événements (en vert).

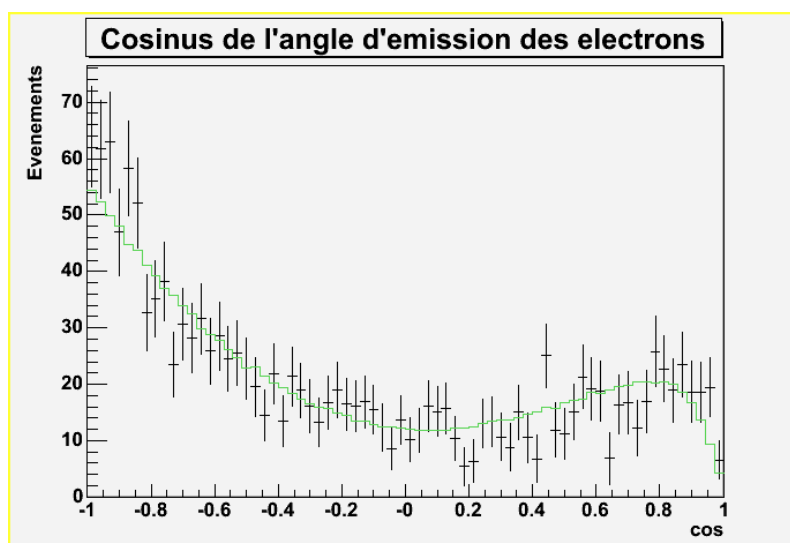


Fig. 6.15 : Distribution angulaire des évènements de données de la phase I restreinte (représentés par les croix), bruit de fond soustrait, et spectre simulé d'évènements $\beta\beta 2\nu$ normalisé à 1482,7 évènements (en vert).

La période obtenue dans ces conditions pour le processus permis est :

$$T_{\frac{1}{2}}^{2\nu} = 9,7 \pm 0,3(\text{stat}) \pm 1,0(\text{syst}).10^{19} \text{ ans} \quad (6.4)$$

Ce résultat est en accord avec celui obtenu sans l'application des corrections laser pour la phase I complète. La légère variation est due à l'application des rétro-corrrections sur l'énergie mesurée par les PM.

6.4 – Récapitulatif des périodes obtenues pour le processus $\beta\beta 2\nu$

Les valeurs trouvées pour la période du processus $\beta\beta 2\nu$ des phases I et II complètes et par l'étude de la phase I restreinte avec prise en compte des étalonnages laser sont en accord. Les incertitudes sur les périodes obtenues pour les phases complètes sont plus petites, ce qui reflète la plus grande statistique disponible. La table 6.8 récapitule les périodes obtenues pour les phases complètes et restreinte, avec ou sans application de la méthode de correction d'énergie laser. La phase II ne fait pas l'objet d'application des étalonnages laser, car la durée effective d'acquisition est dans ce cas très réduite, et de nombreux PM présentent un suivi laser dont la qualité n'est pas satisfaisante.

	Phase totale - (en 10^{19} ans)	Phase restreinte (en 10^{19} ans) - Avec laser
Phase I	$10,1 \pm 0,2$	$9,7 \pm 0,3$
Phase II	$9,6 \pm 0,2$	-

Table 6.8 : Récapitulatif des périodes obtenues pour le processus $\beta\beta 2\nu$ pour les phases I et II, sans et avec application des étalonnages laser.

6.5 – Conclusion

L'analyse des données de l'expérience a permis la détermination de la période du processus de double désintégration bêta avec émission de neutrino du ^{82}Se pour les phases I et II. Les valeurs obtenues pour la période pour ces phases sont en accord.

L'expérience NEMO3 permet d'améliorer la période trouvée avec le détecteur NEMO2, qui était de $0,83 \pm 0,10$ (*stat*) $\pm 0,07$ (*syst*). 10^{20} ans, tout en restant en bon accord avec elle. Les périodes obtenues dans cette étude sont également en accord avec la valeur publiée par M. K. Moe et D. D. Lowenthal [61], qui est de $(1,0 \pm 0,4).10^{20}$ ans.

La prise en compte des étalonnages laser implique une légère variation de la période par rapport à celle obtenue pour la phase I complète, en restant en accord avec elle. L'incertitude est cependant plus grande en raison de la statistique disponible, plus faible.

Chapitre 7

Détermination de la limite sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se

La période du processus permis $\beta\beta 2\nu$, bruit de fond ultime de la double désintégration bêta sans émission de neutrino, ainsi que les contributions des différentes sources de bruit de fond à un éventuel signal $\beta\beta 0\nu$ sont à présent déterminées, ce qui rend la recherche du processus interdit possible.

Tout d'abord, nous décrirons les caractéristiques d'un évènement candidat au processus $\beta\beta 0\nu$ dans l'analyse. Ensuite, une limite inférieure sur la période du processus sera déterminée pour chaque phase, et pour chacun des mécanismes suivants : échange de neutrinos légers, interaction faible à courant droit, et émission d'un Majoron. L'effet des corrections en énergie déduites des étalonnages laser sur la période de chacun des processus sera également étudié.

7.1 - Evènements à deux électrons de type $\beta\beta 2\nu$ et de type $\beta\beta 0\nu$

Les évènements candidats au processus $\beta\beta 0\nu$ ont la topologie des évènements de type « deux électrons », décrite à la section 6.1. Un critère additionnel permet la sélection des évènements candidats parmi ceux de type « deux électrons ». Le signal de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ est attendu dans une fenêtre en énergie propre à chacun des isotopes émetteurs double β du détecteur. Cet intervalle est déterminé de façon à maximiser le rapport signal sur bruit et ainsi à optimiser la limite de la période obtenue pour le processus.

Les figures 7.1, 7.2 et 7.3 présentent le spectre en énergie totale simulé pour la désintégration $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se vers l'état fondamental du ^{82}Kr par les processus d'échange de neutrinos légers, l'interaction par courant droit, et l'émission d'un Majoron respectivement. Pour les deux premiers mécanismes, l'intervalle d'étude sera [2,7-3,2] MeV, et [2,4-2,9] MeV pour l'émission de Majoron. Ces intervalles sont déterminés à partir des simulations.

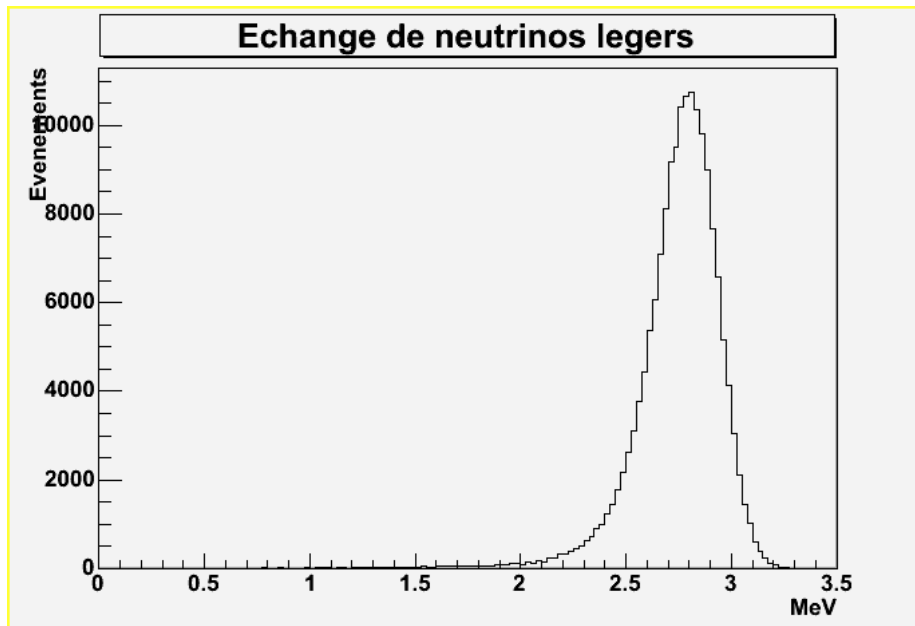


Fig. 7.1 : Spectre de l'énergie totale pour des événements simulés de double désintégration bêta sans neutrino par échange de neutrinos légers de Majorana. L'échelle des ordonnées est arbitraire.

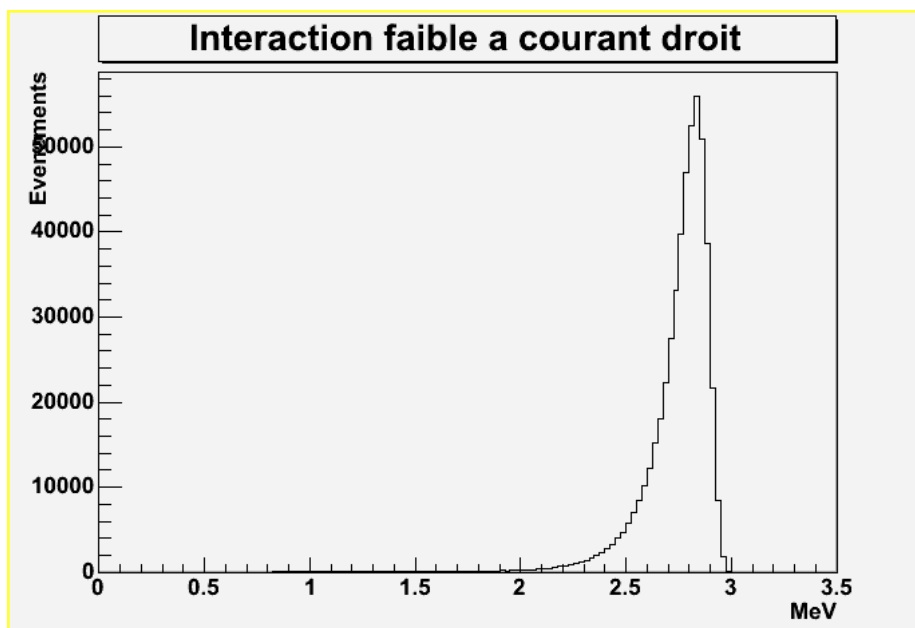


Fig. 7.2 : Spectre de l'énergie totale pour des événements simulés de double désintégration bêta sans neutrino par interaction faible à courant droit. L'échelle des ordonnées est arbitraire.

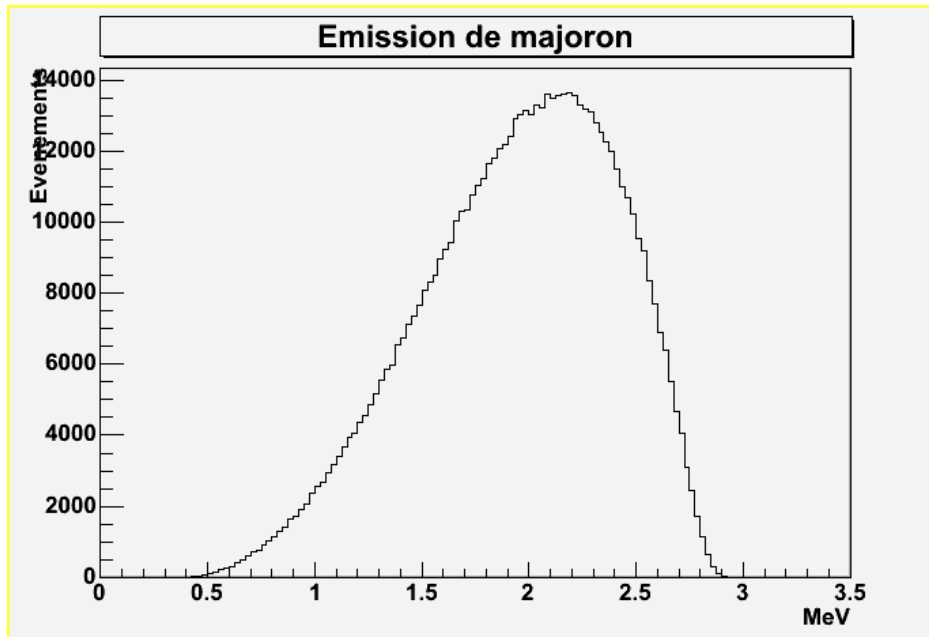


Fig. 7.3 : Spectre de l'énergie totale pour des événements simulés de double désintégration bêta sans neutrino avec émission d'un Majoron.

7.2 – Etude des différents mécanismes de double désintégration bêta sans émission de neutrinos sans application des étalonnages laser

Dans cette partie, nous allons déterminer une limite inférieure sur la période de la double désintégration bêta sans émission de neutrino par les mécanismes suivants : le processus $\beta\beta 0\nu$ par échange de neutrinos légers de Majorana, par interaction faible à courant droit V+A, et le processus avec émission d'un Majoron.

7.2.1 – La double désintégration bêta sans émission de neutrinos par échange de neutrinos légers de Majorana

La recherche du signal correspondant à ce mécanisme pour le processus $\beta\beta 0\nu$ s'effectue sur l'intervalle d'énergie totale des deux électrons compris entre 2,7 et 3,2 MeV, qui maximise le rapport signal sur bruit.

Détermination de l'efficacité de détection du processus $\beta\beta 0\nu$

L'efficacité de détection de la transition de ce processus se fait à partir des mêmes critères que dans le cas de la double désintégration bêta avec émission de neutrinos, plus une sélection sur l'énergie pour cibler l'intervalle d'étude. L'effet de ces critères sur l'efficacité de détection est présenté dans la table 7.1 pour le détecteur parfait, le détecteur dans les conditions de la phase I.

Critère de sélection appliqué	Efficacité (en %) Détecteur parfait	Efficacité (en %) Phase I
Trigger (acquisition)	99,84	93,06
2 traces	48,89	46,67
2 photomultiplicateurs	37,73	34,63
Energie déposée supérieure à 200keV dans chaque PM	36,64	33,61
Les traces ont un vertex reconstruit dans la source	35,18	32,18
Chaque trace est associée à un PM	31,56	28,67
Les traces sont associées à des PM différents	31,50	28,62
La distance entre les vertex des traces est de moins de 2cm dans le plan transverse et moins de 4cm dans le plan longitudinal	29,30	26,60
Pas de PM déclenché dans les couronnes les plus proches de la source	24,76	22,56
L'entrée de l'électron dans les blocs de scintillateur des couronnes se fait par la face avant	23,65	21,51
Chaque trace possède au moins une cellule déclenchée dans les deux plans de fils les plus proches de la source	22,96	20,85
Pas d'évènement avec deux traces du même côté de la source et une cellule déclenchée en temps dans les deux premiers plans de fils de l'autre côté de la source	22,95	20,84
Pas d'évènement avec 3 cellules déclenchées non associées à une trace dans les 4 premiers plans de fils de part et d'autre de la source	22,86	20,76
Pas de PM déclenché avec un gain inférieur à 6	22,86	20,76
Les vertex des deux traces sont reconstruits sur la même source de ^{82}Se	22,04	20,02
Les deux traces sont de courbure négative	20,29	18,42
Pas de particule α	20,29	18,39
Chaque trace contient au moins une cellule déclenchée dans les deux plans de fils les plus proches du bloc de scintillateur	20,28	18,39
Hypothèse interne	19,36	17,56
Energie totale comprise entre 2,7et 3,2 Mev	13,02	11,99 \pm 0,01

Table 7.1 : Efficacité de détection des évènements $\beta\beta 2\nu$ estimée par simulation avec les critères de sélection des évènements de type deux électrons pour les phases I et II.

Dans le cas présent, l'efficacité de détection est supérieure à celle obtenue pour le processus permis. La raison principale est que les électrons sont plus énergétiques et ont donc

une plus grande probabilité de sortir de la source. On constate que plus d'évènements répondent aux critères qui doivent être remplis pour que l'évènement soit enregistré par l'acquisition du détecteur.

L'efficacité de détection pour la phase I est de 11,99 %, soit 8 % inférieure à celle obtenue dans le cas d'un détecteur parfait. Avec les mêmes critères, on obtient une efficacité de détection de 11,22 % pour la phase II, soit une baisse d'efficacité de 14 % par rapport au détecteur parfait. Cette baisse d'efficacité est liée au plus grand nombre de PM non opérationnels pendant cette phase.

Contribution des différentes sources de bruit de fond aux phases I et II

Comme nous l'avons vu au chapitre 4, les sources de bruit de fond pour la recherche du processus interdit sont le ^{214}Bi , le ^{208}Tl , et le processus permis $\beta\beta 2\nu$. Les autres sources ne contribuent pas sur l'intervalle [2,7-3,2] MeV.

A partir des spectres simulés précédemment, nous pouvons obtenir les contributions des bruits de fond sur l'intervalle d'étude pour chacune des phases de prise de données. La connaissance de la période de la double désintégration bêta avec émission de neutrinos rend possible l'estimation du fond qu'elle induit dans l'intervalle.

Les contributions des sources de bruit de fond interne et externe sur l'intervalle d'étude pour chaque phase sont présentées dans la table 7.2. Leur contribution est faible puisqu'elle n'est que de 2,3 évènements pour la phase I et 1,4 évènement pour la phase II. Dans la phase I, le bruit de fond lié à la radioactivité naturelle dominant est induit par la présence de ^{214}Bi en dépôt sur les cellules du calorimètre. Le ^{214}Bi et le ^{208}Tl présents dans les sources contribuent également. Au cours de la phase II, le taux de radon dans le trajectographe a baissé, et en conséquence, le dépôt de ^{214}Bi sur les cellules n'est plus le fond dominant ; ce sont les isotopes présents dans la source qui sont prépondérants.

Source	Type de fond	Contribution – Phase 1 (365,36 j)	Contribution – Phase 2 (405,35 j)
^{214}Bi source	Interne	$0,4 \pm 0,1$	$0,5 \pm 0,1$
^{208}Tl source	Interne	$0,5 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$
^{214}Bi cellules Geiger	Externe	$1,4 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,1$
^{214}Bi PM	Externe	$< 0,5$	$< 0,5$
^{208}Tl PM	Externe	$< 0,3$	$< 0,3$
^{214}Bi air	Externe	$< 0,6$	-
^{208}Tl air	Externe	$< 0,2$	-
Total		$2,3 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,2$

Table 7.2 : Contribution en nombre d'évènements de type double bêta des sources de bruit de fond interne et externe dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV pour les phases I et II (respectivement 365,36 j et 405,35 j d'acquisition) obtenues par normalisation des spectres simulés au temps d'acquisition.

Le bruit de fond créé par le processus permis $\beta\beta 2\nu$ sur l'intervalle est déterminé à partir des périodes obtenues précédemment pour chacune des phases. Les contributions de

cette désintégration sont exposées dans la table 7.3. On remarque ici que pour les deux phases, la transition $\beta\beta 2\nu$ n'est pas le bruit de fond le plus important, d'où l'intérêt de maîtriser le mieux possible la radiopureté de tous les éléments du détecteur, et en particulier des sources. Pour la phase I, le fond engendré par le processus permis est plus de 10 fois inférieur à celui créé par le radon dans le trajectographe.

Processus	Contribution – Phase 1 (365,36 j)	Contribution – Phase 2 (405,35 j)
$\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se	$0,10 \pm 0,03$	$0,13 \pm 0,04$

Table 7.3 : Contribution en nombre d'évènements du processus $\beta\beta 2\nu$ dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV pour les phases I et II (respectivement 365,36 j et 405,35 j d'acquisition) obtenues par normalisation des spectres simulés au temps d'acquisition.

Analyse des données des phases I et II

L'analyse des données enregistrées par l'expérience permet de sélectionner 5 évènements de type double bêta dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV pour la phase I et aucun pour la phase II. La figure 7.4 montre la distribution de l'énergie totale des évènements réels dans la fenêtre considérée, ainsi que la distribution en énergie des évènements simulés correspondant à l'ensemble des sources de bruit de fond pour la phase I. La figure 7.5 présente la distribution en énergie des évènements associés aux composantes du bruit de fond dans la phase II.

Dans le cas de la phase I, on observe bien la prédominance du fond lié à la présence de radon dans le détecteur. Ce fond apparaît clairement réduit dans la phase II (fig. 7.5).

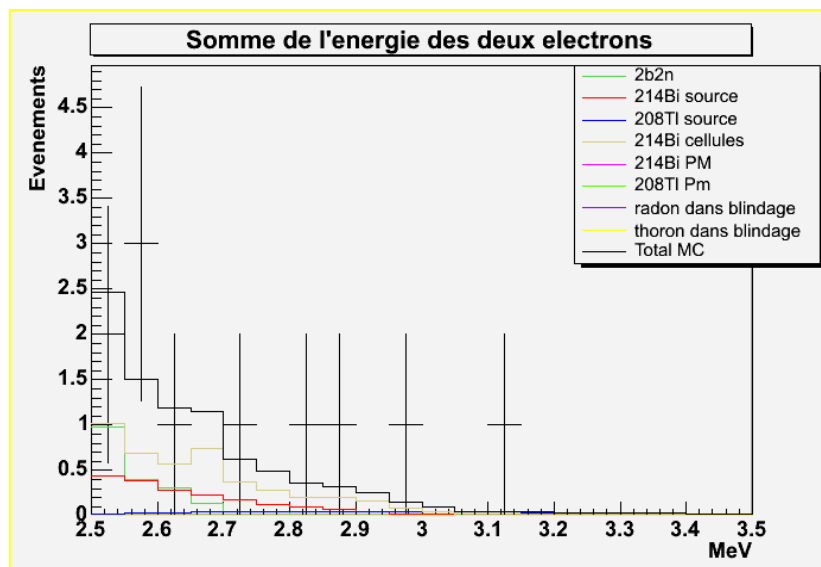


Fig. 7.4 : Spectre de la somme en énergie des deux électrons pour les évènements de type double bêta réels dans la fenêtre en énergie [2,5-3,5] MeV de la phase I (8769 h d'acquisition de données), et contribution estimée des bruits de fond. La contribution totale des bruits de fond est indiquée par la ligne noire. Le signal est recherché sur l'intervalle [2,7-3,2] MeV.

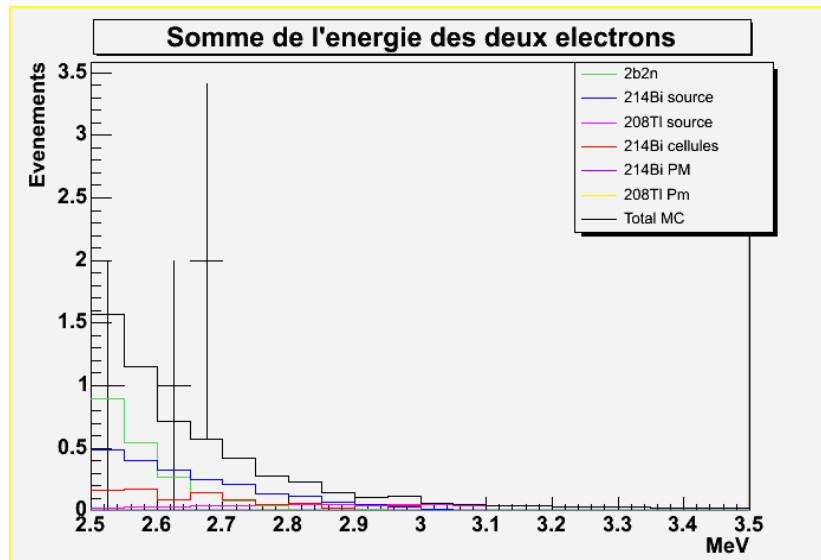


Fig. 7.5 : Spectre de la somme en énergie des événements de bruit de fond estimés pour la phase II (9728 h d'acquisition de données) dans la fenêtre en énergie [2,5-3,5] MeV. La contribution totale des bruits de fond est indiquée par la ligne noire. Le signal est recherché sur l'intervalle [2,7-3,2] MeV.

Obtention des limites inférieures sur la période radioactive du processus $\beta\beta 0\nu$

On peut estimer le nombre maximal d'événements de signal en fonction du nombre d'événements observés et de fond connu. Une distribution de Poisson, qui convient particulièrement aux petits nombres d'événements, est utilisée à cet effet. Le nombre maximal d'événements de signal sera donné à 90 % de niveau de confiance.

La table 7.4 présente pour chaque phase le nombre d'événements observés, et le nombre d'événements de bruit de fond attendu, estimé à partir des simulations.

Phase	Efficacité	Evènements	Bruit de fond	N_{exclu}
I	11,99%	5	$2,4 \pm 0,2$	7,59
II	11,22%	0	$1,5 \pm 0,1$	2,44

Table 7.4 : Efficacité de détection du processus $\beta\beta 0\nu$ par échange de neutrinos légers de Majorana, nombre d'événements à deux électrons, et bruit de fond attendu, et nombre maximal d'événements de signal à 90 % de niveau de confiance sur l'intervalle [2,7-3,2] MeV.

La limite inférieure sur la période est obtenue à partir de la relation :

$$T_{\frac{1}{2}} > \varepsilon \cdot N_{\text{at}} \cdot \ln 2 \cdot t \cdot \frac{1}{N_{\text{exclus}}} \quad (7.1)$$

La limite obtenue sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ par échange de neutrinos légers pour la phase I est :

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 0,8 \cdot 10^{23} \text{ ans} \text{ à } 90 \% \text{ de niveau de confiance} \quad (7.2)$$

En ce qui concerne la phase II, cette limite est de :

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 2,4 \cdot 10^{23} \text{ ans} \text{ à } 90 \% \text{ de niveau de confiance} \quad (7.3)$$

7.2.2 – La double désintégration bêta sans émission de neutrinos par interaction faible à courant droit

La recherche du signal correspondant au processus $\beta\beta 0\nu$ par interaction faible à courant droit s'effectue également sur l'intervalle d'énergie totale des deux électrons compris entre 2,7 et 3,2 MeV. Ainsi, les contributions des sources de bruit de fond, y compris le processus $\beta\beta 2\nu$, évaluées sur l'intervalle d'étude sont celles mentionnées précédemment dans le cas du processus par échange de neutrinos légers (tables 7.2 et 7.3). Il en est de même pour le nombre d'événements de données de l'expérience situés dans la fenêtre. Cependant, le spectre en énergie de ce processus diffère de celui associé à la double désintégration bêta sans émission de neutrinos par échange de neutrinos légers de Majorana (fig. 7.1 et 7.2). L'efficacité de détection du processus par interaction faible à courant droit doit donc être évaluée.

Détermination de l'efficacité de détection pour les périodes I et II

Les critères de sélection précédents sont ici repris et appliqués à un lot d'événements simulés correspondant au processus faisant intervenir le courant droit V+A. Dans le cas du détecteur parfait, l'efficacité de détection est de 8,89 %. Elle est de 8,08 % dans les conditions expérimentales de la phase I, et de 7,55 % dans celles de la phase II.

Le détecteur est moins sensible au processus par interaction faible à courant droit qu'au processus par échange de neutrinos légers. Une chute importante de l'efficacité est toujours observée suite à l'application des coupures sur le nombre de traces et le nombre de PM déclenchés dans l'évènement.

Obtention des limites inférieures sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$

A partir du nombre d'événements observés et du fond attendu, on déduit le nombre maximal d'événements de signal à 90 % de niveau de confiance. Ce nombre N_{exclu} est indiqué pour chacune des périodes dans la table 7.5.

Phase	Efficacité	Evènements	Bruit de fond	N_{exclu}
I	8,08 %	5	$2,4 \pm 0,2$	7,59
II	7,55 %	0	$1,5 \pm 0,1$	2,44

Table 7.5 : Efficacité de détection du processus $\beta\beta 0\nu$ par mécanisme à courant droit, nombre d'événements à deux électrons, et bruit de fond attendu d'énergie, et nombre maximal d'événements de signal à 90 % de niveau de confiance sur l'intervalle [2,7-3,2] MeV.

Pour la phase I, la période obtenue est :

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 0,5 \cdot 10^{23} \text{ ans} \text{ à } 90\% \text{ de niveau de confiance.} \quad (7.4)$$

Pour la phase II, elle est de :

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 1,6 \cdot 10^{23} \text{ ans} \text{ à } 90\% \text{ de niveau de confiance.} \quad (7.5)$$

Comme dans le cas du processus par échange de neutrinos légers, la limite obtenue à partir des données de la phase II est la meilleure.

7.2.3 – La double désintégration bêta sans émission de neutrinos par émission d'un Majoron

Nous allons tout d'abord déterminer l'efficacité de détection de ce processus pour les deux phases de l'expérience. Les contributions des sources de bruit de fond seront évaluées pour estimer la période radioactive du processus.

Efficacité de détection du processus $\beta\beta 0\nu$ pour les phases I et II

Le critère de sélection sur l'énergie totale des événements ajouté aux critères standards de sélection des événements de type deux électrons permettra de ne conserver que ceux dont l'énergie totale est comprise sur l'intervalle [2,4-2,9] MeV. Ces critères mènent à une efficacité de détection du processus $\beta\beta 0\nu$ avec émission de Majoron de 2,64 % pour un détecteur parfait, ce qui est faible. La coupure effectuée sur l'énergie est une coupure forte, mais nécessaire pour se placer dans des conditions où le rapport signal sur bruit est maximal. Les efficacités de détection obtenues pour les phases I et II sont de 2,46 % et 2,30 %.

Contribution des différentes sources de bruit de fond

Les contributions des différentes sources de bruit de fond sur l'intervalle en énergie totale des électrons [2,4-2,9] MeV sont estimées, comme précédemment, en normalisant les spectres simulés correspondant au temps d'acquisition. Les sources de bruit de fond sont les mêmes que sur l'intervalle [2,7-3,2] MeV considéré pour les deux processus précédents. Ces contributions sont récapitulées dans la table 7.6.

Le bruit de fond lié à la radioactivité naturelle est toujours dominé par le ^{214}Bi déposé sur les cellules à dérive du trajectographe pour la phase I. La seconde contribution la plus importante est la double désintégration bêta permise, présentée dans la table 7.7. Les conditions expérimentales de la phase II permettent de réduire très fortement la composante de fond liée au radon dans la chambre à fils. C'est alors le processus double bêta permis qui domine le fond. Cette contribution est irréductible.

Source	Type de fond	Contribution – Phase 1 (365,36 j)	Contribution – Phase 2 (405,35 j)
^{214}Bi source	Interne	$2,9 \pm 0,1$	$3,2 \pm 0,1$
^{208}Tl source	Interne	$0,4 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$
^{214}Bi cellules Geiger	Externe	$7,1 \pm 0,5$	$1,3 \pm 0,1$
^{214}Bi PM	Externe	$<0,5$	$<0,5$
^{208}Tl PM	Externe	$<0,3$	$<0,3$
^{214}Bi air	Externe	$<0,6$	-
^{208}Tl air	Externe	$<0,2$	-
Total		$10,3 \pm 0,5$	$4,9 \pm 0,2$

Table 7.6 : Contribution en nombre d'évènements de type double bêta des sources de bruit de fond interne et externe dans la fenêtre en énergie [2,4-2,9] MeV pour les phases I et II (respectivement 365,36 j et 405,35 j d'acquisition) obtenues par normalisation des spectres simulés au temps d'acquisition.

La contribution du processus $\beta\beta 2\nu$ sur cet intervalle est présentée dans la table 7.7.

Processus	Contribution – Phase 1 (365,36 j)	Contribution – Phase 2 (405,35 j)
$\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se	$6,1 \pm 0,2$	$6,8 \pm 0,3$

Table 7.7 : Contribution en nombre d'évènements de du processus $\beta\beta 2\nu$ dans la fenêtre en énergie [2,4-2,9] MeV pour les phases I et II (respectivement 365,36 j et 405,35 j d'acquisition) obtenues par normalisation des spectres simulés au temps d'acquisition.

Analyse des données de la phase I et II

L'analyse des données donne 18 évènements de type deux électrons dans la fenêtre en énergie [2,4-2,9] MeV pour la phase I et 10 pour la phase II. Les figures 7.6 et 7.7 présentent la distribution en énergie totale des évènements réels et des contributions de bruit de fond pour les phases I et II respectivement.

Le spectre de la phase I montre l'importante contribution du ^{214}Bi sur les fils, en particulier au-dessus de 2,5 MeV. En dessous de cette énergie, le processus double bêta permis est le fond dominant.

Pour la phase II, la double désintégration bêta avec émission de neutrinos apparaît bien comme la source de bruit de fond dominante sur l'intervalle d'étude.

Obtention des périodes radioactives du processus $\beta\beta 0\nu$ à partir des données des phases I et II

Le nombre d'évènements observés et de bruit de fond estimés est présenté dans la table 7.8, ainsi que le nombre maximal d'évènements de signal à 90 % de niveau de confiance associé.

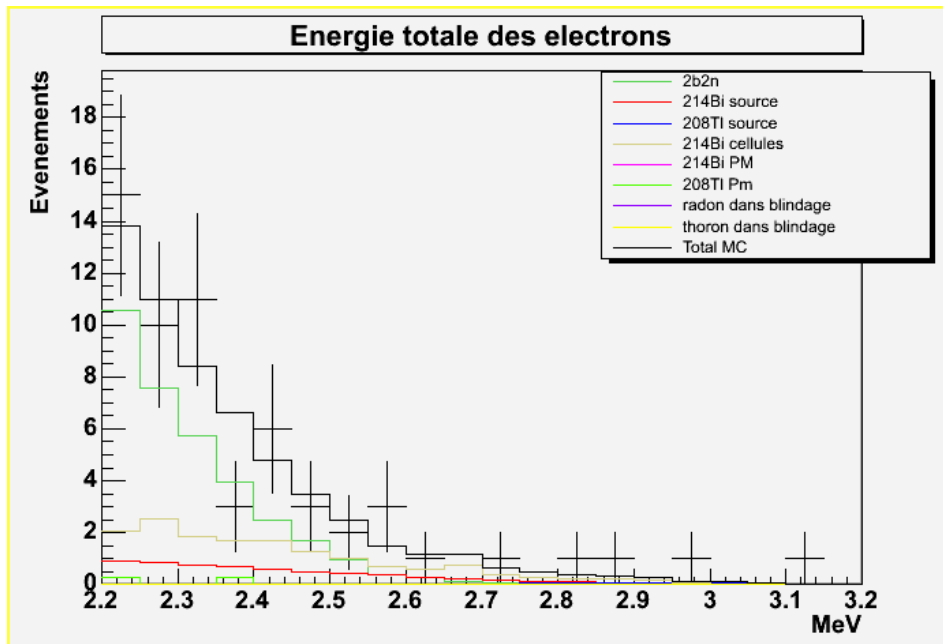


Fig. 7.6 : Spectre de la somme en énergie des deux électrons pour les évènements de type double bêta réels dans la fenêtre en énergie [2,2-3,2] MeV de la phase I, et contribution estimée des bruits de fond. La contribution totale des bruits de fond est indiquée par la ligne noire. Le signal est recherché sur l'intervalle [2,4-2,9] MeV.

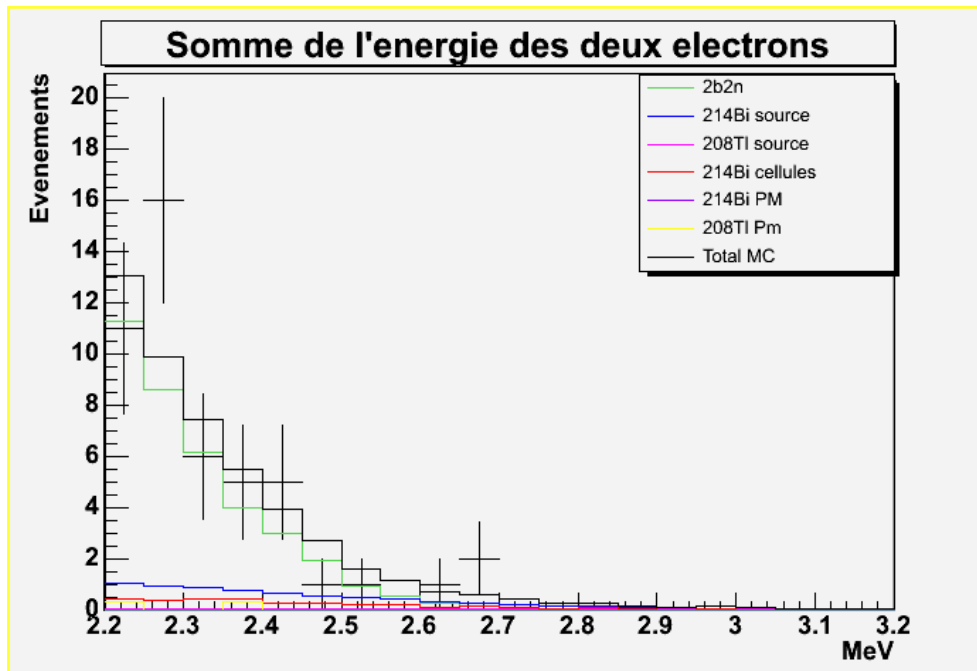


Fig. 7.7 : Spectre de la somme en énergie des deux électrons pour les évènements de type double bêta réels dans la fenêtre en énergie [2,2-3,2] MeV de la phase II, et contribution estimée des bruits de fond. La contribution totale des bruits de fond est indiquée par la ligne noire. Le signal est recherché sur l'intervalle [2,4-2,9] MeV.

Phase	Efficacité	Evènements	Bruit de fond	N_{exclu}
I	2,46%	18	$16,4 \pm 0,5$	9,70
II	2,30%	10	$11,7 \pm 0,1$	6,00

Table 7.8 : Efficacité de détection du processus $\beta\beta 0\nu$ par mécanisme avec émission d'un Majoron, nombre d'évènements à deux électrons, et bruit de fond attendu d'énergie, et nombre maximal d'évènements de signal à 90% de niveau de confiance sur l'intervalle [2,4-2,9] MeV.

Les périodes obtenues pour le processus $\beta\beta 0\nu$ avec émission de Majoron pour les phases I et II sont respectivement :

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 1,2 \cdot 10^{22} \text{ ans} \text{ à } 90\% \text{ de niveau de confiance (phase I)} \quad (7.6)$$

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 2,0 \cdot 10^{22} \text{ ans} \text{ à } 90\% \text{ de niveau de confiance (phase II)} \quad (7.7)$$

Les valeurs obtenues sont globalement en accord. La période obtenue en considérant l'ensemble des phases I et II correspond à 28 évènements observés et 28,1 évènements de bruit de fond:

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 2,2 \cdot 10^{22} \text{ ans} \quad (7.8)$$

7.3 – Etude des différents mécanismes de double désintégration bêta sans émission de neutrinos avec prise en compte des étalonnages laser

L'application des étalonnages laser est particulièrement importante pour la recherche du processus interdit. Comme nous l'avons vu à la section 7.2, le nombre d'évènements candidats est très faible, et il est donc indispensable de pouvoir écarter tout évènement qui ne pourrait ne pas être fiable du fait de la présence d'un PM instable. De même, les corrections en énergie peuvent éliminer un évènement en l'amenant en-dehors de la fenêtre, ou encore ramener un évènement dans l'intervalle d'énergie d'intérêt.

L'étude précédente pour la phase I est ici reprise en incluant les corrections en énergie découlant des étalonnages laser sur les périodes où elles sont disponibles. Les limites sur les processus de double désintégration bêta sans émission de neutrino par échange de neutrinos légers, par interaction faible à courant droit, et avec émission de Majoron sont calculées.

7.3.1 - La double désintégration bêta sans émission de neutrinos par échange de neutrinos légers de Majorana

Efficacité de détection du processus $\beta\beta 0\nu$

Comme nous l'avons vu précédemment dans l'étude du processus $\beta\beta 2\nu$, l'application du critère de qualité de suivi laser a une influence sur l'efficacité de détection. Nous allons ici

tout d'abord donner l'efficacité de détection du processus $\beta\beta 0\nu$ considéré en tenant compte de l'ensemble des critères de sélection des événements de type deux électrons dans la fenêtre en énergie totale comprise entre 2,7 et 3,2 MeV. Le critère de qualité de suivi laser des PM est ensuite appliqué. L'efficacité de détection obtenue pour la phase I est de 11,59 %

Bruit de fond attendu dans le canal d'analyse

Les différentes contributions de bruit de fond sont présentées dans les tables 7.9 et 7.10. Pour la phase I restreinte, on retrouve le fait que le ^{214}Bi déposé sur le trajectographe est la source principale de bruit de fond.

Source	Type de fond	Contribution – Phase I restreinte (178,90 j)
^{214}Bi source	Interne	$0,28 \pm 0,06$
^{208}Tl source	Interne	$0,22 \pm 0,01$
^{214}Bi cellules Geiger	Externe	$0,7 \pm 0,1$
^{214}Bi PM	Externe	$<0,2$
^{208}Tl PM	Externe	$<0,1$
^{214}Bi air	Externe	$<0,3$
^{208}Tl air	Externe	$<0,1$
Total		$1,2 \pm 0,1$

Table 7.9 : Contribution en nombre d'évènements de type double bêta des sources de bruit de fond interne et externe dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV pour la phase I restreinte (178,90 j d'acquisition) avec prise en compte des étalonnages laser obtenues par normalisation des spectres simulés au temps d'acquisition.

Processus	Contribution – Phase I restreinte (178,90 j)
$\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se	$0,06 \pm 0,02$

Table 7.10 : Contribution en nombre d'évènements de du processus $\beta\beta 2\nu$ dans la fenêtre en énergie [2,7-3,2] MeV pour la phase I restreinte (178,90 j d'acquisition) avec prise en compte des étalonnages laser obtenues par normalisation des spectres simulés au temps d'acquisition.

Analyse des données de la phase I restreinte

L'analyse des données de la phase I restreinte permet la sélection de 4 des 5 événements trouvés pour la phase complète. Cela est dû au fait qu'un événement sélectionné pour la phase I se situe dans une période où les étalonnages laser ne peuvent pas être appliqués. La figure 7.8 présente la distribution en énergie totale des événements enregistrés par le détecteur, ainsi que celle des différentes sources de bruit de fond. La distribution montre bien que la majeure partie du bruit de fond de la phase I est constituée par le ^{214}Bi sur les cellules.

Périodes du processus pour la phase I restreinte

Le nombre d'évènements sélectionnés parmi les données de l'expérience et le nombre d'évènement de fond estimés qui permettent d'obtenir les limites suivantes sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ par échange de neutrinos légers exposés dans la table 7.11.

Pour la phase I restreinte : $T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 0,4 \cdot 10^{23} \text{ ans}$ à 90% de niveau de confiance (7.9)

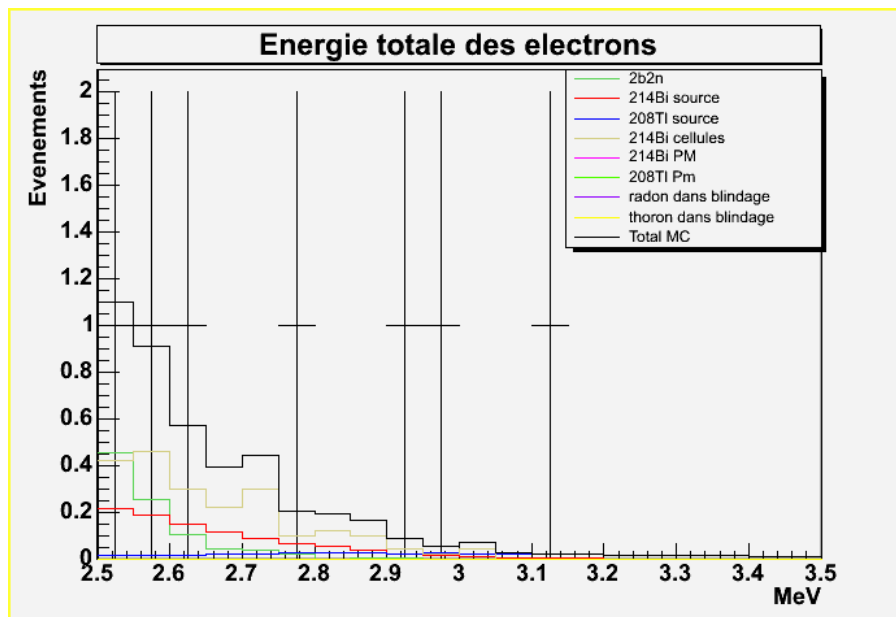


Fig. 7.8 : Spectre de la somme en énergie des deux électrons pour les évènements de type double bêta réels dans la fenêtre en énergie [2,5-3,5] MeV de la phase I restreinte (178,90 j d'acquisition) avec application des rétro-corrrections laser, et contribution estimée des bruits de fond. La contribution totale des bruits de fond est indiquée par la ligne noire. Le signal est recherché sur l'intervalle [2,7-3,2] MeV.

Les résultats obtenus pour les phases I restreinte et complète varient d'un facteur 2. La moins bonne sensibilité que dans le cas de la phase complète de prise de données s'explique par la courte durée de la période où la méthode de correction laser est utilisable.

Phase	Efficacité	Evènements	Bruit de fond	N_{exclu}
I restreinte	11,59%	4	$1,3 \pm 0,1$	7,30

Table 7.11 : Efficacité de détection du processus $\beta\beta 0\nu$ par mécanisme avec échange de neutrinos légers, nombre d'évènements à deux électrons, et bruit de fond attendu d'énergie, et nombre maximal d'évènements de signal à 90 % de niveau de confiance sur l'intervalle [2,7-3,2] MeV.

7.3.2 – La double désintégration bêta sans émission de neutrinos par interaction faible à courant droit

Efficacité de détection du processus

Les efficacités de détection spécifiques au processus de double désintégration bêta sans émission de neutrino par interaction faible à courant droit prenant en compte les critères de qualité du suivi laser de chaque PM ainsi que les corrections en énergie sont de 7,80 % pour la phase I restreinte. Elle serait de 7,84 % sans l'application du critère de qualité du suivi laser.

Analyse des données et calcul des périodes du processus pour les phases I et II restreintes

La table 7.12 récapitule le nombre d'évènements observés et le fond attendu dans le canal d'analyse. L'étude de ce processus étant menée sur l'intervalle [2,7-3,2] MeV, les contributions du bruit de fond sont présentées dans la table 7.12.

Phase	Efficacité	Evènements	Bruit de fond	N_{exclu}
I restreinte	7,80%	4	$1,3 \pm 0,1$	7,30

Table 7.12 : Efficacité de détection du processus $\beta\beta 0\nu$ par mécanisme à courant droit, nombre d'évènements à deux électrons, et bruit de fond attendu d'énergie, et nombre maximal d'évènements de signal à 90 % de niveau de confiance sur l'intervalle [2,7-3,2] MeV.

Pour la phase I restreinte, la période correspondante est de :

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 0,2 \cdot 10^{23} \text{ ans} \text{ à } 90 \% \text{ de niveau de confiance.} \quad (7.10)$$

7.3.3 – La double désintégration bêta sans émission de neutrinos par émission d'un Majoron

Efficacité de détection du processus

L'intervalle d'étude pour ce processus est compris entre 2,4 MeV et 2,9 MeV d'énergie totale. L'efficacité de détection du processus par le canal deux électrons sur cet intervalle d'énergie est déterminée comme en 7.2.1, puis le critère de qualité de suivi laser est appliqué. Ainsi, l'efficacité de détection pour la phase I restreinte est de 2,38 %. Sans ce dernier critère, l'efficacité aurait été de 2,39 %.

Bruit de fond attendu dans le canal d'analyse

Les sources de bruits de fond dans l'intervalle d'étude et leur contribution sont exposées dans les tables 7.13 et 7.14. Comme dans l'analyse portant sur les phases complètes,

la désintégration $\beta\beta 2\nu$ devient le facteur limitant pour la recherche du processus dès lors que le taux de radon dans le détecteur est réduit.

Analyse des données

Les spectres de l'énergie totale des événements réels ainsi que des événements simulés correspondant à l'ensemble des sources de bruit de fond sont présentés dans la figure 7.9. Le spectre de la phase I montre la prédominance du fond lié au radon dans la chambre à fils au-dessus de 2,5 MeV environ.

Source	Type de fond	Contribution – Phase I restreinte (178,90 j)
^{214}Bi source	Interne	$1,47 \pm 0,01$
^{208}Tl source	Interne	$0,17 \pm 0,01$
^{214}Bi cellules Geiger	Externe	$3,2 \pm 0,3$
^{214}Bi PM	Externe	$<0,2$
^{208}Tl PM	Externe	$<0,1$
^{214}Bi air	Externe	$<0,3$
^{208}Tl air	Externe	$<0,1$
Total		$4,8 \pm 0,3$

Table 7.13 : Nombre d'évènements double bêta issus des sources de bruit de fond dans la fenêtre en énergie [2,4-2,9] MeV pour la phase I restreinte (178,90 j d'acquisition) avec prise en compte des étalonnages laser obtenue par normalisation des spectres simulés au temps d'acquisition.

Processus	Contribution – Phase I restreinte (178,90 j)
$\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se	$3,0 \pm 0,1$

Table 7.14 : Contribution en nombre d'évènements de du processus $\beta\beta 2\nu$ dans la fenêtre en énergie [2,4-2,9] MeV pour la phase I restreinte (178,90 j d'acquisition) avec prise en compte des étalonnages laser obtenues par normalisation des spectres simulés au temps d'acquisition.

L'analyse des données de l'expérience permet la sélection de 6 événements pour la phase I restreinte sur l'intervalle d'étude. Le nombre d'évènements de bruit de fond attendus, ainsi que le nombre maximal d'évènements de signal est présenté dans la table 7.15.

Phase	Efficacité	Evènements	Bruit de fond	N_{exclu}
I restreinte	2,38%	6	$7,8 \pm 0,3$	3,73

Table 7.15 : Efficacité de détection du processus $\beta\beta 0\nu$ par mécanisme avec émission d'un Majoron, nombre d'évènements à deux électrons, et bruit de fond attendu d'énergie, et nombre maximal d'évènements de signal à 90 % de niveau de confiance sur l'intervalle [2,4-2,9] MeV.

Périodes du processus pour la phase I restreinte

La limite inférieure sur la période du processus obtenue pour la phase I restreinte est :

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 1,5 \cdot 10^{22} \text{ ans à 90\% de niveau de confiance} \quad (7.11)$$

La limite sur la période obtenue pour la phase I restreinte est en accord avec les limites obtenues par l'étude des phases complètes.

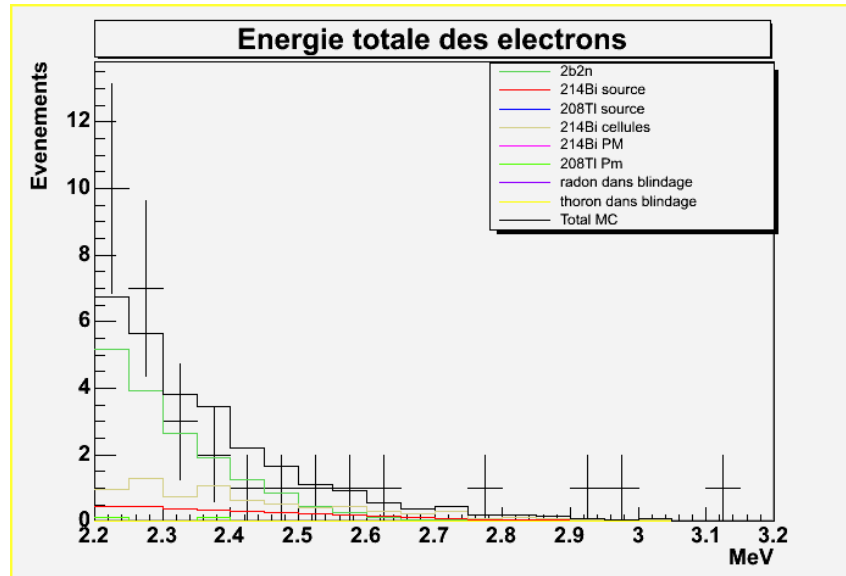


Fig. 7.9 : Spectre de la somme en énergie des deux électrons pour les évènements de type double bêta réels dans la fenêtre en énergie [2,2-3,2] MeV de la phase I restreinte (178,90 j d'acquisition), et contribution estimée des bruits de fond. La contribution totale des bruits de fond est indiquée par la ligne noire. Le signal est recherché sur l'intervalle [2,4-2,9] MeV.

7.4 – Récapitulatif des périodes obtenues pour le processus $\beta\beta 0\nu$

Les limites inférieures sur la période obtenues pour chacun des mécanismes de double désintégration bêta sans émission de neutrinos pour chaque période, avec ou sans prise en compte des étalonnages laser sont récapitulées dans la table 7.16.

	Limite inférieure sur la période (en années)		
	Neutrinos légers	Courant droit	Majoron
Phase I	$0,8 \cdot 10^{23}$	$0,5 \cdot 10^{23}$	$1,2 \cdot 10^{22}$
Phase II	$2,4 \cdot 10^{23}$	$1,6 \cdot 10^{23}$	$2,0 \cdot 10^{22}$
Phase I + Phase II	-	-	$2,2 \cdot 10^{22}$
Phase I laser	$0,4 \cdot 10^{23}$	$0,2 \cdot 10^{23}$	$1,5 \cdot 10^{22}$

Table 7.16 : Limites sur les périodes du processus $\beta\beta 0\nu$ obtenues.

7.5 - Conclusion

Plusieurs mécanismes de double désintégration bêta sans émission de neutrinos ont été étudiés et une limite inférieure sur la période de chacun a été obtenue. L'application de la méthode d'étalonnage laser fait baisser la sensibilité à ces processus de par le faible volume de données de l'expérience pour lequel elle est applicable, toutefois, la méthode est en cours d'amélioration et sera par la suite applicable sur des périodes plus longues.

Pour cette étude, on retiendra les limites suivantes :

- $2,4 \cdot 10^{23}$ ans à 90 % de niveau de confiance pour le mécanisme par échange de neutrinos légers.
- $1,6 \cdot 10^{23}$ ans à 90 % de niveau de confiance pour le mécanisme par interaction faible à courant droit.
- $2,2 \cdot 10^{22}$ ans à 90 % de niveau de confiance pour le mécanisme par émission d'un Majoron.

La limite pour le processus de double désintégration bêta par échange de neutrinos légers de Majorana obtenue avec le détecteur NEMO2, qui était de $9,5 \cdot 10^{21}$ ans [34], a été améliorée.

Les limites suivantes sur la masse effective du neutrino obtenues sont résumées dans la table 7.17.

Formalisme	Référence	Limite sur la masse effective (eV)
Modèle en couches	E. Caurier [37]	$< 3,2$
QRPA	V. A. Rodin [36]	$< 2,7 - 2,9$
QRPA	S. Stoica [63]	$< 1,2 - 2,4$

Table 7.17 : Limites en eV sur la masse effective du neutrino obtenues pour des éléments de matrice nucléaire issus de différents modèles théoriques.

Les limites obtenues varient selon le modèle utilisé pour la détermination des éléments de matrice nucléaire. La sensibilité sur la masse effective du neutrino obtenue à partir de l'étude des données concernant la source de ^{82}Se est limitée du fait de la masse de cet isotope présente dans le détecteur. Une meilleure limite est obtenue par l'expérience NEMO3 à partir de l'étude des données relatives au ^{100}Mo car la masse de cet isotope est plus importante (7 kg). Pour la seule phase I, la limite supérieure comprise entre 0,7 et 2,8 eV a été obtenue par l'étude des données du ^{100}Mo .

L'expérience NEMO3 est toujours en phase de prise de données, ce qui rendra la statistique disponible plus importante et améliorera les limites du processus $\beta\beta 0\nu$ par rapport à celles présentées dans cette étude.

Conclusion

Le détecteur NEMO3 est actuellement en phase de prise de données au Laboratoire Souterrain de Modane, et ce jusqu'à 2009 au moins.

L'association d'un trajectographe et d'un calorimètre dans le détecteur NEMO3 permet d'avoir une grande réjection du bruit de fond. Ceci rend possible la mesure des sources de bruit de fond au travers de nombreux canaux d'analyse à partir des données enregistrées par l'expérience.

L'objet de ce travail de thèse était la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrino du ^{82}Se par différents processus : l'échange de neutrinos légers de Majorana, l'interaction faible à courant droit V+A, et l'émission d'un Majoron.

A l'heure actuelle, aucun signal n'a pu être mis en évidence pour le ^{82}Se , mais une limite inférieure sur la période du processus interdit a été déterminée pour les trois mécanismes. Les limites obtenues sont les suivantes :

$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 2,4 \cdot 10^{23} \text{ ans}$ à 90% de niveau de confiance pour le processus par échanges de neutrinos légers de Majorana.

$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 1,6 \cdot 10^{23} \text{ ans}$ à 90% de niveau de confiance pour le processus par interaction à courant droit V+A.

$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 2,2 \cdot 10^{22} \text{ ans}$ à 90% de niveau de confiance pour le processus avec émission d'un Majoron.

Ces limites ont été améliorées par rapport à celles obtenues avec le prototype NEMO2.

La limite sur la masse effective du neutrino correspondant aux périodes déterminées est $\langle m_{\nu} \rangle < 1,2 - 3,2 \text{ eV}$. La limite obtenue à partir de l'étude des données relatives au ^{100}Mo dans le détecteur est plus faible car la masse de cet isotope est plus importante.

Le nombre d'événements candidats au processus $\beta\beta 0\nu$ est très faible, et il est donc indispensable de bien connaître le bruit de fond. Le but de ce travail a donc également été de définir un modèle des fonds externe et interne pour la source de ^{82}Se . Il a été établi que le radon, les contaminations de la feuille en ^{214}Bi et ^{208}Tl , les rayonnements γ issus de la capture radiative des neutrons et le processus $\beta\beta 2\nu$ à cause de la résolution en énergie sont les bruits

de fond pour un signal $\beta\beta 0\nu$. Les sources de bruit de fond externe ont été étudiées. L'étude des radio-isotopes présents dans le calorimètre et dans les pétales a montré la possibilité de la présence d'un dépôt d' ^{152}Eu à la surface des blocs de scintillateur des murs du calorimètre et variable selon les secteurs. Les activités en radon et en thoron dans l'air contenu à l'intérieur de blindages au cours de la phase I de la prise de données, ainsi que dans le trajectographe pour les deux phases ont été mesurées. La différence d'activité en radon dans le détecteur de traces entre la phase I et la phase II laisse supposer une émanation de radon par un ou plusieurs matériaux du détecteur. Cette émanation ne remet pas en cause la sensibilité puisque les spécifications initiales du détecteur ont été atteintes.

D'autre part, la détermination de la période du processus $\beta\beta 2\nu$ pour connaître sa contribution au bruit de fond a également nécessité une étude plus complète des fonds. La période obtenue pour la transition double β permise est :

$$T_{\frac{1}{2}}^{2\nu} = 10,1 \pm 0,2 \text{ (stat)} \pm 1,0 \text{ (syst)} \cdot 10^{19} \text{ ans pour la phase I de la prise de données.}$$

$$T_{\frac{1}{2}}^{2\nu} = 9,6 \pm 0,2 \text{ (stat)} \pm 1,0 \text{ (syst)} \cdot 10^{19} \text{ ans pour la phase II de la prise de données.}$$

La connaissance des activités de l'intégralité des bruits de fond a rendu possible l'estimation de la contribution de chacune dans la fenêtre en énergie d'intérêt pour la recherche du processus $\beta\beta 0\nu$.

Les étalonnages du calorimètre avec la méthode laser concernent un volume de données réduit et leur prise en compte n'a de ce fait pas d'influence significative sur les limites obtenues. Cependant, la méthode est en cours d'amélioration pour pouvoir être appliquée à l'intégralité des données.

Le projet SuperNEMO, actuellement en phase de recherche et développement, consiste à reprendre en l'optimisant la technique d'association d'un calorimètre et d'un détecteur de traces pour un détecteur contenant 100 kg de sources émettrices double bêta. Des sources de ^{150}Nd et de ^{82}Se sont envisagées. Le niveau de radiopureté requis pour les sources dans le cadre de SuperNEMO est de 10 $\mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi et 2 $\mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl , ce qui correspond à une amélioration d'un facteur 10 par rapport aux radiopuretés actuelles. L'étude du ^{82}Se effectuée a permis de mieux connaître la période du processus $\beta\beta 2\nu$, mais aussi les pollutions des sources, ce qui est donc très important pour une extension à 100 kg.

Bibliographie

- [1] W. Pauli, *Physics Today* 9 (1930) 23.
- [2] E. Fermi, *Zeit. Phys.* 88 (1934) 161.
- [3] K. Okada for the DONUT collaboration, *Nucl. Phys. B* 100 (2001) 256-260.
- [4] A. Salam and J. C. Ward, *Phys. Lett.* 13 (1964) 168.
- [5] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 1264.
- [6] S. Glashow, *Nucl. Phys.* 22 (1961) 579.
- [7] Review of Particle Physics, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, Vol 33, Juillet 2006.
- [8] T. D. Lee, C. N. Yang, *Phys. Rev.* 10 (1956) 254.
- [9] C. S. Wu, *Phys. Rev.* 105 (1957) 1413.
- [10] H. Weyl, *Zeit. Phys.* 56 (1929) 330.
- [11] E. Majorana, *Nuovo Cimento* 14 (1937) 171.
- [12] R. Mohapatra, P. Pal, *Massive neutrinos in physics and astrophysics*, Edition World Scientific (1991).
- [13] Y. Fukuda et al., *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 1562-1567
- [14] W. Furry, *Phys. Rev.* 56 (939) 1184.
- [15] J. Schechter et J. Valle, *Phys Rev. D* 25 (1982), 2951.
- [16] W. H. Furry, *Phys. Rev.* 56 (1939) 1184.
- [17] M. Doi, T. Kotani, H. Nishiura, E. Takasugi, *Prog. Of Theo. Phys.* 83 (1985)
- [18] M. Goepfert-Mayer, *Phys. Rev.* 48 (1935) 512.
- [19] T. Kirsten et al., *Phys. Rev. Lett.* 20 (1968) 1300.
- [20] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. D* 17 (1978) 2369.
- [21] S. Mikheyev and A. Smirnov, *Yad. Fiz.* 43 (1945) 1441.
- [22] R. Davis et al., *Phys. Rev. Lett.* 20 (1968) 1205.
- [23] J. Shirai, *Nuclear Phys. B* 144 (2005) 286-296.
- [24] C. Apollonio et al., *Eur. Phys. J. C* 27 (2003), 331-374.
- [25] MINOS collaboration, Observation of muon neutrino disappearance with the MINOS detectors and the NuMI neutrino beam, hep-ex/0607088, submitted to *Physical Review Letters*.
- [26] C. Athanassopoulos et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A388 (1997) 149.
- [27] A. Aguilar-Arevalo et al., MiniBooNe Collaboration, « A search for Electron Neutrino Appearance at the $\Delta m^2 \sim 1 \text{eV}^2$ scale » (2007).
- [28] J. Bonn et al., *Nucl Phys. B* 91 (2001) 273.
- [29] D. Gonzales et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A515 (2003) 634-643.
- [30] Klapdor-Kleingrothaus H. V. et al., *Eur. Phys. J. A* 12 (2001) 147.
- [31] Klapdor-Kleingrothaus H. V., Dietz A., Harney H. L. and Krivosheina I. V., *Phys. Lett. A* 16 (2001) 2409-2420.

- [32] Klapdor-Kleingrothaus H. V., Krivosheina I. V., Dietz A. And Chkvorets O., Phys. Lett. B586 (2004) 198.
- [33] R. Ardito et al., Progress in Particle and Nuclear Physics, Vol. 57, Issue 1 (2006) 203-216.
- [34] D. Dassié, et al., NEMO collaboration, Phys. Rev. D 51 (1995) 2090.
- [35] G. Audi, A.H. Wapstra, Nucl. Phys. A 595 (1995) 409.
- [36] V. Rodin, A. Faessler, F. Simkovic, P. Vogel, Nucl. Phys. A 766 (2006) 107.
- [37] E. Caurier, et al., Phys. Rev. Lett. 77, 1954 (1996).
- [38] R. Arnold, et al., NEMO collaboration, Nucl. Phys. A 636 (1998) 209.
- [40] A.- I. Etievre, Thèse de Doctorat, Université Paris XI, LAL 03-13, 2003.
- [39] K. Errahmane, Thèse de Doctorat, Université Paris VII (2001).
- [41] V. Chazal, Thèse de Doctorat, Université Lyon I (1996).
- [42] H. Ohsumi et al., Nucl. Instr. and Meth. A482 (2002) 832.
- [43] C. Jollet, Thèse de doctorat, Université Bordeaux I (2002).
- [44] Y. Takeuchi et al., Phys. Lett. B 452 (1999) 418.
- [45] GEANT – *Detector description and simulation tool*, CERN Program Library Long Write-up W5013, 1994.
- [46] EUCLID 3, version 1.1F, Matra division, 1994.
- [47] CERNLIB, CERN Program Library Short Write-ups, CERN, 1996.
- [48] R. Brun, O. Couet, C. Vandoni, et P.Zanarini, *PAW – Physics Analysis Workstation*, CERN Program Library Long Write-up Q121, CERN, 1989.
- [49] H. Grote et M. Metcalf, *A simplified guide to the use of PATCHY*, CERN, 1980; J. Zoll, *PATCHY – Reference manual*, CERN, 1995.
- [50] I. Kisel et al., NEMO Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A387 (1997) 433.
- [51] G. Lutter, Thèse de doctorat, Université Bordeaux I, 2006.
- [52] V. Kovalenko, *Laser Time Corrections for the NEMO3 data*, NEMO note IPHC & JINR-1/2006.
- [53] NEMO Collaboration, *nucl-ex/0302022*
- [54] Table of Isotopes, 8th edition, R. B. Firestone, V. S. Shirley Editor (1996).
- [55] V. Kovalenko, réunion de collaboration, Orsay (2004).
- [56] M. Bongrand, réunion de collaboration, Jaca (2006).
- [57] R. Arnold et al, NEMO collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A 536 (2005) 79.
- [58] Ph. Hubert, H. Ohsumi, Réunion de collaboration, Dubna (2004).
- [59] C. Augier, NEMO collaboration, « Technical Performance of the NEMO3 detector – Advantages and limitations”, LAL 05-162 (2005).
- [60] R. Arnold et al., Phys. Rev. Lett. 95, 182302 (2005).
- [61] M. K. Moe and D. D. Lowenthal, Phys. Rev. C 22, Issue 5, 2186 – 2203 (1980).
- [62] S. Stoica et al., Nucl. Phys. A 694, 269 (2001).

Résumé

La double désintégration β est un type de radioactivité rare. On en distingue deux types : la double désintégration β avec émission de neutrinos permise par le Modèle Standard, et sans émission de neutrinos, en revanche interdite. La mise en évidence de la double désintégration β sans émission de neutrino permettrait d'accéder à l'échelle de masse du neutrino et de connaître sa nature (particule de Dirac ou de Majorana). L'expérience NEMO recherche le processus de double désintégration β sans émission de neutrino à l'aide du détecteur NEMO3, qui renferme 10 kg d'isotopes radioactifs double β , dont 932 g de ^{82}Se . L'analyse des données de l'expérience relatives au ^{82}Se consiste en la recherche d'un signal correspondant au processus interdit. La première partie de ce travail a consisté à définir un modèle du bruit de fond de l'expérience pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrino. Le détecteur NEMO3 permet la mesure de ses propres bruits de fond. Une étude détaillée des sources de bruit de fond de l'expérience est effectuée à partir des données enregistrées par le détecteur. La seconde partie de ce travail a permis de donner une limite supérieure sur la période de la double décroissance bêta sans émission de neutrino du ^{82}Se pour plusieurs mécanismes : l'échange de neutrinos légers de Majorana, l'interaction faible à courant droit et l'émission de Majoron.

Mots-clés : Neutrino, décroissance double bêta, bruits de fond, radioactivité.

Abstract

Double beta decay is a rare type of radioactivity. The two-neutrino double beta decay is permitted by the Standard Model whereas the neutrinoless double beta decay is forbidden. The discovery of the neutrinoless double beta decay would grant access to the mass scale and the nature of the neutrino (Dirac or Majorana particle). The NEMO experiment searches for the neutrinoless double beta decay with the NEMO3 detector, containing 10 kg of double beta emitter sources including 932 g of ^{82}Se . The ^{82}Se data analysis consists in the search for a signal that would be a candidate for the forbidden double beta process. In the first part of this study, a model of the radioactive background in the experiment is defined. The NEMO3 detector can measure its own background and the data recorded was used to identify the background sources and measure their activities. The second part of this work allowed the obtention of a superior limit on the half-life of the neutrinoless double beta decay process through several mechanisms: the exchange of light Majorana neutrinos, the right-current weak interaction, and the emission of a Majoron.

Keywords : Neutrino, double beta decay, background, radioactivity.