



HAL
open science

Étude du bruit de fond des expériences CUPID-Mo, CUPID, et CROSS de double désintégration bêta sans émission de neutrinos

Léonard Imbert

► **To cite this version:**

Léonard Imbert. Étude du bruit de fond des expériences CUPID-Mo, CUPID, et CROSS de double désintégration bêta sans émission de neutrinos. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris-Saclay, 2023. Français. NNT : 2023UPASP086 . tel-04266831

HAL Id: tel-04266831

<https://theses.hal.science/tel-04266831v1>

Submitted on 31 Oct 2023

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.

Étude du bruit de fond des expériences CUPID-Mo, CUPID, et CROSS de double désintégration bêta sans émission de neutrinos

Background studies for the CUPID-Mo, CUPID, and CROSS neutrinoless double beta decay experiments

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 576 : particules hadrons énergie et noyau : instrumentation, imagerie, cosmos et simulation (PHENIICS)
Spécialité de doctorat : Physique des particules
Graduate School : Physique. Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche **IJCLab (Université Paris-Saclay, CNRS)**, sous la direction d'**Andrea GIULIANI**, Directeur de recherche, et la co-direction de **Pía LOAIZA**, Ingénieur de recherche

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 29 septembre 2023, par

Léonard IMBERT

Composition du jury

Membres du jury avec voix délibérative

Mark CHEN Professeur, Université Queen's	Président
Davide FRANCO Directeur de Recherche, Université Paris Cité, APC	Rapporteur & Examineur
Christine MARQUET Directrice de Recherche, Université de Bordeaux, LP21 Bordeaux	Rapporteur & Examinatrice
Julien BILLARD Chargé de Recherche, Université Claude Bernard Lyon 1, IP2I	Examineur

Titre : Étude du bruit de fond des expériences CROSS, CUPID-Mo et CUPID de double désintégration bêta sans émission de neutrinos

Mots clés : Double désintégration bêta sans émission de neutrinos, neutrinos, bolomètres scintillants, basse radioactivité

Résumé : La double désintégration bêta avec émission de neutrinos ($2\nu\beta\beta$) est un processus extrêmement rare observé pour quelques isotopes. À l'inverse, la double désintégration bêta sans émission de neutrinos ($0\nu\beta\beta$) n'a jamais été observée et sortirait du cadre du Modèle Standard. Une telle observation impliquerait que le neutrino est une particule de Majorana et violerait la conservation du nombre leptonique. Les bolomètres scintillants sont des calorimètres à basse température qui permettent la recherche de la désintégration $0\nu\beta\beta$ grâce notamment à une excellente résolution énergétique et une grande efficacité de détection. Ceux-ci convertissent majoritairement l'énergie déposée par les particules en chaleur, qui est elle-même convertie en signal électrique. L'autre fraction de l'énergie est alors émise sous forme de scintillation. Une fois détectée, elle permet la discrimination entre particules β/γ et particules α . L'expérience CUPID-Mo a étudié 20 cristaux scintillants de Li_2MoO_4 pour l'étude de la double désintégration bêta du ^{100}Mo , et a pu fixer la meilleure limite sur la demi-vie de la $0\nu\beta\beta$ de ce noyau. Dans cette thèse, nous présentons le modèle de bruit de fond de CUPID-Mo construit à partir de simulations GEANT4. Nous avons alors pu déterminer l'indice de bruit de fond dans la région d'intérêt, $\mathcal{B} = 3.7_{-0.8}^{+0.9}(\text{stat.})_{-0.7}^{+1.5}(\text{syst.}) \times 10^{-3} \text{coups}/\Delta E_{\text{FWHM}}/\text{mol}_{\text{iso}}/\text{an}$, qui est le plus

bas bruit de fond obtenu pour une expérience bolométrique de $0\nu\beta\beta$. Les excellents résultats de CUPID-Mo ont mené au choix de ces cristaux scintillants de Li_2MoO_4 pour la future expérience CUPID. Dans cette thèse, nous présentons également le bruit de fond projeté de CUPID, en partie obtenu à partir du modèle de bruit de fond de CUPID-Mo. Nous présentons également deux études sur les formes spectrales de la désintégration $2\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo dans CUPID-Mo, et de la désintégration β du ^{113}Cd dans le cadre du projet CROSS. L'étude de ces désintégrations est notamment nécessaire pour contraindre les modèles théoriques cherchant à décrire la désintégration $0\nu\beta\beta$. Les mesures de la demi-vie et de la forme spectrale permettent notamment d'ajuster certains paramètres théoriques, comme la constante de couplage axial-vectoriel effective. En ce qui concerne la $2\nu\beta\beta$, nous avons pu être sensibles pour la première fois à certains paramètres de forme. Cette étude a été rendue possible grâce au modèle de bruit de fond de CUPID-Mo, nous avons alors pu obtenir la mesure la plus précise de la demi-vie de la désintégration $2\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo , soit $T_{1/2} = (7.07 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.11(\text{syst.}) \times 10^{18} \text{an}$. Concernant la désintégration β du ^{113}Cd , nos données sont compatibles avec une petite renormalisation de la constante de couplage axial vectoriel dans le cadre des trois modèles nucléaires considérés.

Title : Background studies for the CROSS, CUPID-Mo and CUPID neutrinoless double beta decay experiments

Keywords : Neutrinoless double beta decay, neutrinos, scintillating bolometers, low background

Abstract : The two neutrino double beta decay ($2\nu\beta\beta$) is a standard model process that has been observed for several isotopes. The neutrinoless double beta decay ($0\nu\beta\beta$) is a hypothetical decay whose observation would open the door to physics beyond standard model. Such observation would indicate that the neutrino is a Majorana particle and that the lepton number conservation is violated. Scintillating bolometers are an excellent technology to search for such a rare decay thanks to their excellent energy resolution and high detection efficiency. The energy released in the bolometer is transferred in heat, which is read out as an electrical signal. Part of the energy is released in scintillation light. The simultaneous detection of heat and light allows the discrimination between β/γ and α particles. The CUPID-Mo experiment studied the $0\nu\beta\beta$ decay of ^{100}Mo with 20 Li_2MoO_4 scintillating bolometers and fixed the best limit for the $0\nu\beta\beta$ half-life for this nucleus. This Ph.D. work presents the background model of CUPID-Mo based on GEANT4 simulations. We obtained a background index of $\mathcal{B} = 3.7^{+0.9}_{-0.8}(\text{stat})^{+1.5}_{-0.7}(\text{syst}) \times 10^{-3}\text{cts}/\Delta E_{\text{FWHM}}/\text{mol}_{\text{iso}}/\text{yr}$, the smallest background index for a $0\nu\beta\beta$ decay bolometric ex-

periment. The next generation $0\nu\beta\beta$ bolometric experiment CUPID has chosen the technology of Li_2MoO_4 scintillating bolometers based on the excellent results demonstrated by CUPID-Mo. We present the projected background of CUPID, which is partially obtained from the CUPID-Mo background model. We also present two studies on the spectral shape measurement of the $2\nu\beta\beta$ decay of the ^{100}Mo in CUPID-Mo and the spectral shape measurement of the ^{113}Cd β decay in the framework of the CROSS project. The study of the spectral shapes can further constrain the theoretical nuclear models, whose knowledge is absolutely necessary to interpret the $0\nu\beta\beta$ decay. These studies can also give inputs for theoretical parameters like the effective weak axial-vector coupling strength. We could obtain the most precise measurement of the ^{100}Mo half-life of $T_{1/2} = (7.07 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.11(\text{syst.}) \times 10^{18} \text{ yr}$. We could also access for the first time to new parameters describing the theoretical spectral shape. Concerning the study of the ^{113}Cd β decay, our data is compatible with a mild quenching of the weak axial-vector coupling constant for three nuclear models.

À mamie Colette.

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier les membres de mon jury : Christine, Davide, Mark et Julien. Merci pour vos retours et tous vos commentaires.

Un grand merci à Pía pour m'avoir encadré durant ces trois années. Je pense sincèrement que je n'aurais pas pu espérer avoir une meilleure encadrante que toi. Merci pour tout ce que tu m'as apporté d'un point de vue scientifique, mais également pour m'avoir toujours soutenu, toujours encouragé. J'ai beaucoup aimé travailler avec toi, et j'ai aussi apprécié tous les moments passés à parler d'autre chose que de la physique. Un merci tout particulier à Toby, qui aura été impliqué dans la quasi-totalité des travaux effectués dans cette thèse. J'ai pris du plaisir à travailler avec toi, c'était toujours très stimulant et j'ai aussi beaucoup appris grâce à toi. Cette thèse ne serait pas ce qu'elle est sans vous deux, Pía et Toby.

Je voudrais également remercier tous les autres membres du groupe, avec qui j'ai eu plus ou moins l'occasion de travailler et d'échanger. Merci à Andrea de m'avoir donné l'opportunité de faire cette thèse. Merci à Emiliano, Denys, et Ben pour vos remarques et vos conseils toujours avisés. Merci à Mariia avec qui j'ai apprécié travailler et qui a également contribué à cette thèse. Merci à Claire, grâce à qui j'ai pu enseigner durant cette thèse, merci pour ta disponibilité et tes conseils qui m'ont aidé notamment dans l'enseignement. Merci à Hoàng, j'ai été très heureux de partager mon bureau (enfin la salle de pause) avec toi pendant ces trois années. Sans toi, les trajets en RER auraient été interminables, je pense qu'on a pu se soutenir mutuellement tout au long de ces trois années. Merci à Antoine, là aussi, j'ai beaucoup aimé les moments passés ensemble, je n'oublierais évidemment pas notre séjour à Prague avec les Italiens. Je voudrais d'ailleurs également remercier tous les membres de la collaboration avec qui j'ai pu travailler, ou non, en particulier merci à Gio, Lela, Alberto, Dounia, Kenny et tous les autres. J'ai été heureux de vous rencontrer aux diverses réunions ou conférences, et j'espère vous recroiser à l'avenir.

Merci à toute ma famille, à mes parents, à papa et Isabelle, merci à maman et Yannick. Merci à mes sœurs Ariane et Manon. En particulier merci à Manon et Justin qui m'ont gentiment accueilli chez eux durant les premiers jours de la thèse et les deux semaines de stage qui auront fini en eau de boudin malgré la bouteille de champagne. Merci à mamie Annick, merci à toutes mes cousines et mes cousins et à tous mes oncles et tantes. Un merci particulier à Salma, qui a participé à me faire aimer la vie parisienne.

Merci à François sans qui je n'aurais pas fait cette thèse. J'ai eu beaucoup de chance de t'avoir rencontré en première année de licence, et de ne pas t'avoir lâché. Durant ces huit années, tu auras été un ami, et donc une bonne motivation pour venir en cours, même si des fois la volonté de dormir était plus forte. Tu m'as aussi été d'une grande aide dans les cours, tu m'as beaucoup aidé à comprendre, mais aussi à ruser pour obtenir des bonnes notes. Dans ce domaine, pas de doute, tu es le meilleur. Merci de tout le soutien dont tu as toujours fait preuve. Merci également à Amélie, à Léo, à Andréa d'avoir été là durant ces années.

Table des matières

Remerciements	6
Introduction	12
1 Physique du Neutrino	14
1.1 Une histoire du neutrino	14
1.2 Le formalisme du neutrino dans le Modèle Standard	18
1.3 Oscillation des neutrinos	20
1.3.1 Matrice de mélange des neutrinos	20
1.3.2 Oscillation des neutrinos dans le vide	20
1.3.3 Les expériences actuelles et leurs résultats	22
1.4 La masse des neutrinos	25
1.4.1 Neutrino de Dirac	25
1.4.2 Neutrino de Majorana	26
1.4.3 Mécanisme de la bascule	27
1.4.4 Les mesures directes	28
1.5 Le neutrino de Majorana dans la physique au-delà du Modèle Standard	30
2 Double désintégration bêta sans émission de neutrinos	34
2.1 Double désintégration bêta avec émission de neutrinos	34
2.2 Double désintégration bêta sans émission de neutrinos	38
2.2.1 Échange d'un neutrino de Majorana	39
2.2.2 Autres modèles	45
2.3 Défi expérimental	45
2.3.1 Signal	45
2.3.2 Détection	46
2.3.3 Bruit de fond	47
2.3.4 Choix de l'isotope	51
2.3.5 Sensibilité	52
2.4 Expériences	53
2.4.1 Détecteurs germanium	53
2.4.2 Bolomètres	57
2.4.3 Chambre à projection temporelle de Xénon	59
2.4.4 Scintillateurs liquides	62
2.4.5 Tracker-Calorimètre	64
2.5 Situation actuelle et perspectives	65

3	Bolomètres scintillants	70
3.1	Introduction	70
3.2	Fonctionnement détaillé	71
3.2.1	Absorbeur	71
3.2.2	Senseur thermique	72
3.2.3	Heater	73
3.2.4	Résolution énergétique	74
3.2.5	Lecture des signaux	74
3.2.6	Traitement des signaux	75
3.3	Bruits de fond	75
3.3.1	Radioactivité naturelle	75
3.3.2	Pile-up	76
3.4	Bolomètres scintillants	77
3.4.1	Principe	77
3.4.2	Détecteurs de lumière	79
3.5	Perspectives	79
3.5.1	CROSS	79
3.5.2	BINGO	80
4	Le modèle de bruit de fond de CUPID-Mo	82
4.1	L'expérience CUPID-Mo	82
4.2	Données expérimentales	84
4.2.1	Prise de données	84
4.2.2	Traitement des données	85
4.2.3	Sélection des données	86
4.2.4	Spectres énergétiques	89
4.2.5	Efficacité	91
4.2.6	Biais et résolution énergétique	91
4.2.7	Caractéristiques des spectres énergétiques	92
4.3	Principaux résultats de CUPID-Mo	93
4.3.1	Performances	93
4.3.2	Limite sur la demi-vie	93
4.3.3	Étude des états excités	95
4.4	Sources de bruit de fond	97
4.4.1	Autres contributions : muons, neutrons, et gammas environnementaux	99
4.5	Simulations Monte-Carlo	99
4.5.1	Géométrie	100
4.5.2	Réponse des détecteurs	100
4.5.3	Sources simulées	101
4.6	Modèle de bruit de fond	101
4.6.1	Simulations de la calibration ^{56}Co	102
4.6.2	Liste des simulations de bruit de fond	103
4.6.3	Choix des priors	106
4.6.4	Binning et choix des intervalles en énergie	107
4.7	Résultats	108
4.7.1	Contaminations extraites du fit	108

4.7.2	Indice de bruit de fond dans la région d'intérêt	113
4.7.3	Erreurs systématiques	117
4.7.4	Bruit de fond alpha résiduel	118
5	Étude de la désintégration $2\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo dans CUPID-Mo	122
5.1	SSD vs HSD	122
5.2	Mesure de la demi-vie de la désintégration $2\nu\beta\beta$ via le modèle SSD	124
5.3	Modèle amélioré	125
5.3.1	Mesure de la demi-vie	127
5.3.2	Étude de la forme spectrale	130
5.4	Autres études sur la $2\nu\beta\beta$	135
5.4.1	Études de processus au-delà du Modèle Standard	135
5.4.2	Mesure de la Q-value	137
6	Bruit de fond projeté de la future expérience CUPID	140
6.1	De CUORE à CUPID	140
6.2	Design de base	142
6.3	Sources de bruit de fond	143
6.3.1	Radioactivité naturelle	146
6.3.2	Cosmogéniques	146
6.3.3	Bruits de fond induits par les neutrons	148
6.3.4	Bruits de fond induits par les muons	148
6.3.5	Pile-up	148
6.4	Bruit de fond projeté	148
6.4.1	Simulations GEANT4	148
6.4.2	Volumes considérés pour les simulations	150
6.4.3	Bruit de fond dans la région d'intérêt	152
6.4.4	Bruit de fond dans l'ensemble du spectre	164
6.5	Perspectives	166
7	Mesure de la forme spectrale de la désintégration β du ^{113}Cd et interprétation sur une possible renormalisation de g_A	168
7.1	L'étude de g_A via la méthode SSM	168
7.2	Étude d'un cristal de CdWO_4	171
7.2.1	Dispositif expérimental	171
7.2.2	Traitement des données	173
7.2.3	Stabilisation	173
7.2.4	Calibration	174
7.2.5	Coupures	176
7.2.6	Résolution énergétique	179
7.2.7	Efficacité	180
7.2.8	Seuil d'analyse	183
7.2.9	Spectre énergétique du CdWO_4	183
7.3	Modélisation du bruit de fond	185
7.4	Fit de g_A	188
7.4.1	Interpolation	188
7.4.2	Réponse du détecteur	190

7.4.3	Fit	190
7.4.4	Résultats	190
7.4.5	Systematiques	193
7.4.6	Comparaisons avec COBRA	198
7.4.7	Comparaisons avec la méthode des moments	198
Conclusion et perspectives		202

Introduction

La recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos est un enjeu d'importance primordiale pour la compréhension actuelle de la physique. Sa découverte serait associée à une voie d'accès à la physique au-delà du Modèle Standard. Son observation constitue un défi immense d'un point de vue expérimental, étant donné l'extrême rareté du processus. L'interprétation et la compréhension de cette décroissance, sont également des challenges, qui dépendent à la fois des contraintes que les expériences seront capables d'apporter et de la fiabilité et de la précision des modèles nucléaires théoriques. Le présent travail s'inscrit dans le cadre de ces défis, en étudiant le bruit de fond des expériences CUPID-Mo et CUPID, dont la connaissance est essentielle pour obtenir toujours plus de sensibilité pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos. Des études sont également effectuées pour apporter de nouvelles contraintes à la physique nucléaire théorique.

Dans le premier chapitre, le neutrino est tout d'abord introduit avec une approche historique, puis décrit de manière plus formelle dans le cadre du Modèle Standard. Enfin, une attention particulière est donnée à la question de la masse du neutrino, ainsi que sa nature.

Le deuxième chapitre présente la double désintégration avec et sans émission de neutrinos. Ce premier processus est présenté avec une attention portée sur sa forme spectrale. Le second processus est discuté plus largement, que ce soit d'un point de vue théorique, du défi expérimental qu'il représente, et de l'état de la connaissance actuelle.

Le chapitre trois présente la technologie des bolomètres scintillants, utilisée dans le cadre des études de cette thèse. Cette partie détaille l'intérêt d'un tel procédé, son fonctionnement, et ses avantages et inconvénients.

À la suite de ces chapitres introductifs, le chapitre quatre présente le travail effectué dans le cadre de cette thèse sur la construction du bruit de fond de l'expérience CUPID-Mo, démonstrateur de la future expérience CUPID. Après une présentation de l'expérience, de sa prise de données et de leur analyse, cette partie se concentre sur les différents paramètres permettant de reconstruire les données expérimentales à partir de simulations Monte-Carlo. La construction du modèle de bruit de fond nécessite alors une compréhension, a priori, des sources de bruit de fond de l'expérience. Les résultats sont finalement présentés, incluant notamment la qualité de la reconstruction, l'estimation de l'indice de bruit de fond, et la mesure de la radiopureté des cristaux.

Le chapitre cinq s'appuie sur le modèle de bruit de fond de CUPID-Mo pour étudier en détail la double désintégration bêta avec émission de neutrinos du ^{100}Mo . Cette étude est rendue possible grâce à la fiabilité du modèle de bruit de fond, permettant d'obtenir une mesure précise de la demi-vie de cette décroissance pour le ^{100}Mo . Le travail dans ce chapitre a également consisté en l'étude de la forme spectrale de ce processus, apportant des contraintes nouvelles sur les modèles nucléaires. Une analyse des incertitudes systématiques est également présentée pour la mesure de la demi-vie et de la forme spectrale.

Dans le sixième chapitre, la future expérience CUPID est présentée, celle-ci s'appuiera notamment

sur l'expertise et la réussite de ses démonstrateurs, ainsi que sur l'expérience CUORE. La contribution de cette thèse s'exprime à travers une méthode innovante pour l'extraction du bruit de fond projeté de CUPID. Celle-ci se base sur les modèles de bruit de fond des précédentes expériences, CUORE et CUPID-Mo, permettant l'obtention d'une distribution de probabilité de l'indice de bruit de fond dans la région d'intérêt.

Le dernier chapitre traite de l'étude de la désintégration bêta du ^{113}Cd . L'intérêt d'une telle étude est d'abord motivé d'un point de vue théorique. Ce chapitre présente ensuite le travail réalisé sur l'analyse de données, la construction du modèle de bruit de fond, et sur l'analyse de la forme spectrale du ^{113}Cd , basée sur une méthode nouvelle, au travers la mesure du paramètre g_A . Le travail consiste également en l'évaluation des incertitudes systématiques, dans le cadre des trois modèles nucléaires étudiés.

Enfin, ce manuscrit se conclut par un rappel des différents travaux effectués, et un retour critique sur les besoins à venir, d'un point de vue du bruit de fond, et des contraintes sur la physique nucléaire, nécessaires selon moi, à la découverte, et à la compréhension de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos.

Chapitre 1

Physique du Neutrino

I have done something very bad today by proposing a particle that cannot be detected ; it is something no theorist should ever do.

Wolfgang Pauli

1.1 Une histoire du neutrino

L'histoire du neutrino commence avec Wolfgang Pauli, qui, à la fin de l'année 1930, imagine l'existence d'une particule qui ne peut être détectée. Pour comprendre ce qui a poussé Pauli à une telle idée, il faut revenir quelques années en arrière avec la découverte de la radioactivité naturelle. En 1896, grâce aux travaux d'Henri Becquerel sur l'atome d'uranium, puis aux études de Pierre et Marie Curie, on comprend que les atomes peuvent émettre un rayonnement, de façon spontanée, qui persiste dans le temps. Les rayonnements alors observés sont de trois types, les rayonnements alpha, bêta, et gamma. En 1914, James Chadwick travaille avec Hans Geiger, qui a développé un compteur qui porte aujourd'hui son nom. Chadwick étudie la désintégration bêta du ^{214}Pb et du ^{214}Bi et observe un spectre d'énergie continu [1]. À cette époque, la désintégration bêta est décrite comme l'émission d'un électron par le noyau d'un atome. Dans ce cas, l'électron émis doit avoir une énergie bien particulière, toujours la même, et propre au noyau qui se désintègre. L'observation de Chadwick suggère que l'électron n'emporte qu'une partie de l'énergie, et que l'énergie restante est "perdue", ce qui violerait le principe de conservation de l'énergie. Les résultats de Chadwick ne sont pas immédiatement acceptés par la communauté scientifique, et ne le seront qu'après plusieurs confirmations expérimentales au cours des années 1920. Alors que certains physiciens sont prêts à remettre en doute le principe de conservation de l'énergie, Pauli imagine une tout autre explication qu'il adresse à ses collègues "radioactifs", réunis dans le cadre d'une conférence à Tübingen à laquelle il ne peut se rendre, dans une lettre datée du 4 décembre 1930. Pauli imagine qu'il existe une autre particule émise lors de la désintégration bêta, celle-ci emporterait ainsi l'énergie restante, et n'aurait pour le moment jamais pu être détectée. En raisons de principes de conservation, il énonce que cette particule doit être électriquement neutre, de spin $1/2$, massive, d'une masse proche de celle de l'électron, et obéit au principe d'exclusion de Pauli. Il nomme cette particule "neutron". En 1932, James Chadwick découvre le neutron tel qu'on le connaît aujourd'hui, ce qui permet de grandes avancées dans les modèles du noyau atomique, par Werner Heisenberg et Ettore Majorana notamment. Enrico Fermi décide alors de renommer la particule imaginée par Pauli "neutrino", et formule en 1934, une théorie de la désintégration bêta qui intègre les différents progrès réalisés en mécanique quantique [2], en particulier l'électrodynamique quantique développée

par Paul Dirac. La désintégration bêta est alors vue comme la transformation d'un neutron en un proton avec l'émission d'un électron et d'un neutrino, où le neutrino a soit une masse très petite par rapport à l'électron, soit une masse nulle :

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (1.1)$$

D'autres observations montrent par la suite la non-conservation de la quantité de mouvement lors de la désintégration bêta, ce qui suggère là aussi l'existence d'une autre particule émise lors de ce processus. Il faudra attendre plus de vingt ans, et l'année 1953, pour que Frederick Reines et Clyde Cowan prouvent l'existence du neutrino [3]. Pour détecter le neutrino, ils cherchent en fait à observer la désintégration bêta plus inverse, phénomène décrit par la théorie de Fermi, dans laquelle un neutrino interagit avec un proton et émet un neutron et un positron :

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+ \quad (1.2)$$

Pour cela, ils utilisent trois scintillateurs liquides inorganiques de chlorure de cadmium (CdCl_2) équipés de photomultiplicateurs, à côté d'un réacteur nucléaire. Les neutrinos émis par le réacteur vont interagir avec les protons du scintillateur. La preuve de l'existence du neutrino vient alors de l'observation d'un rayon gamma, émis à la suite de l'annihilation du positron avec un électron, suivit d'un rayon gamma retardé émis à la suite de la capture du neutron par un noyau de cadmium.

Parallèlement aux développements expérimentaux cherchant à confirmer l'existence du neutrino, Maria Goeppert-Mayer imagine en 1935 la possibilité de l'existence de la double désintégration bêta [4]. Elle envisage cela suite à l'observation que pour certains noyaux, contenant un nombre pair de neutrons et de protons, la décroissance bêta n'est pas énergétiquement possible. Pour que le noyau atteigne un état stable, Goeppert-Mayer imagine alors la décroissance double bêta, à laquelle serait associée l'émission de deux électrons et deux neutrinos.

$$2n \rightarrow 2p + 2e^- + 2\bar{\nu} \quad (1.3)$$

Utilisant la théorie de Fermi, elle prédit des demi-vies supérieures à 10^{17} années pour ce processus.

C'est alors qu'en 1937, Ettore Majorana refait surface. Alors qu'il ne s'est plus rendu à l'Institut de physique dirigé par Fermi à Rome depuis plusieurs mois, et qu'il donne peu de nouvelles depuis son retour de Leipzig, où il a travaillé avec Heisenberg sur le modèle du noyau, Majorana postule à la chaire de physique qui s'ouvre à Palerme. Or, Majorana n'a plus publié depuis 1933, et à cette époque, déjà, les publications, il n'y a que ça de vrai. C'est alors à contrecœur que Majorana repris un vieux brouillon qui traînait dans son bureau, et s'abaissa à ce qui est pour lui une vulgarité, la publication. Dans ce papier [5], il introduit une description de l'électron alternative à celle de Dirac, développée dans le cadre de l'électrodynamique quantique. En réalité, cette description ne peut pas s'appliquer en raison de la charge non-nulle de l'électron. Cependant, celle-ci pourrait s'appliquer aux particules neutres, et impliquerait que ces particules soient identiques à leurs propres antiparticules. Alors que l'existence du neutrino n'est donc pas encore démontrée, il imagine pourtant que sa théorie puisse s'appliquer au neutrino. Cette description est alors plus simple et plus naturelle, puisqu'elle ne présuppose pas l'existence de neutrinos et d'antineutrinos. Dans ce cas, le neutrino serait dit de Majorana.

Majorana n'obtiendra pas la chaire de Palerme, mais le comité de sélection ouvrira une chaire spéciale pour lui à Naples, où il enseignera quelques semaines avant de disparaître.

En 1939, Wendell Furry combine la théorie de Majorana et la théorie de la double désintégration bêta de Goppert-Mayer, pour concevoir la double désintégration bêta sans émission de neutrinos [6]. Ce processus serait induit par l'émission et la réabsorption d'un neutrino de Majorana virtuel. Ces

différents travaux motivèrent des premières expériences pour la recherche de la double désintégration bêta avec et sans émission de neutrinos. En 1950, Mark Inghram et John Reynolds mesurent pour la première fois la demi-vie d'une désintégration double bêta avec émission de neutrinos par une méthode géochimique [7]. Ils mesurent la double désintégration bêta $^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe} + 2e^- + 2\bar{\nu}$ dans des cristaux de Bi_2Te_3 provenant d'une mine en Suède. En mesurant la quantité de ^{130}Xe dans les cristaux et en la comparant à l'abondance naturelle du ^{130}Xe , tout en connaissant l'âge des cristaux, ils ont calculé une demi-vie de 1.4×10^{21} années, compatible avec les calculs de Goeppert-Mayer.

Par ailleurs, en 1957, Lev Landau [8], Tsung-Dao Lee et Chen-Ning Yang [9], et Abdus Salam [10] établissent la théorie à deux composantes du neutrino. D'après cette théorie, si le neutrino est sans masse, alors il devrait avoir une hélicité fixée, à savoir l'hélicité gauche, et opposée à celle de l'antineutrino, d'hélicité droite. Toujours selon cette théorie, le neutrino droit et l'antineutrino gauche, n'interagiraient pas et seraient dits "stériles" (terme en réalité introduit par Bruno Pontecorvo en 1967 [11]).

En 1958, Maurice Goldhaber, Lee Grodzins, et Andrew Sunyar étudient la capture électronique du ^{152m}Eu :



Le ^{152}Sm est produit dans un état excité et se désexcite en émettant un gamma de 960 keV. Dans le cas précis de cette réaction, le neutrino et le gamma émis doivent avoir la même hélicité. En mesurant la polarisation du gamma, ils ont pu déterminer que le neutrino est d'hélicité gauche [12]. Cela amènera alors la communauté scientifique à considérer le neutrino comme étant une particule sans masse.

La même année, Richard Feynman et Murray Gell-Mann [13], et Robert Marshak et George Sudarshan [14], proposent une nouvelle approche à la théorie de Fermi et développent la théorie (V-A), dans laquelle l'interaction faible n'agit que sur les particules gauches et les anti-particules droites, ce qui va donc dans le même sens que la théorie à deux composantes du neutrino. Cette théorie (V-A) implique également que le taux de désintégrations double bêta sans émission de neutrinos dépend de la masse du neutrino, qui est très petite. Ceci marqua un coup d'arrêt dans la recherche de la double bêta, qui apparaît de ce fait quasiment indétectable. La théorie à deux composantes du neutrino rencontre un tel succès, que le Modèle Standard construit en 1961 par Sheldon Glashow [15], puis en 1967 par Steven Weinberg [16] et Abdus Salam [17], s'appuiera sur l'hypothèse d'un neutrino sans masse à deux composantes.

En 1962, une expérience au Brookhaven démontre que les neutrinos mis en jeu lors de processus d'interaction faible avec des électrons ou des muons sont des particules différentes [18]. L'expérience étudie les interactions des neutrinos émis par la décroissance du pion.



Si un seul type de neutrino existe, il est théoriquement possible d'observer ensuite les réactions :



Or, l'expérience n'observa aucune réaction mettant en jeu l'électron ou le positron, ce qui indique l'existence de deux types de neutrinos. On parle alors de neutrino électronique (ν_e) et de neutrino muonique (ν_μ). La même année, Ziro Maki, Masami Nakagawa, et Shoichi Sakata proposent l'idée de

mélange d'états de masse des neutrinos [19]. Ils imaginent que les neutrinos ν_e et ν_μ sont connectés entre eux au travers de ce qu'ils définissent comme étant les "vrais" neutrinos ν_1 et ν_2 de masse définie.

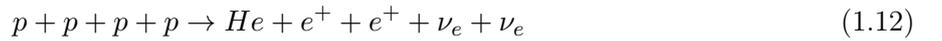
$$\nu_e = \nu_1 \cos\theta + \nu_2 \sin\theta, \quad \nu_\mu = -\nu_1 \sin\theta + \nu_2 \cos\theta \quad (1.10)$$

C'est dans ce contexte qu'en 1967, Bruno Pontecorvo publie un papier dans lequel il discute de l'oscillation $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ mais aussi l'oscillation entre neutrino et neutrino stérile [11]. De plus, en 1969, Vladimir Gribov et Bruno Pontecorvo suggèrent que seuls les neutrinos gauches et les antineutrinos droits existent dans la nature, et qu'il n'existe donc pas de neutrino stérile [20].

À la fin des années 60, Raymond Davis élabore la première expérience capable de mesurer le flux de neutrinos en provenance du soleil [21], grâce à la réaction :



En 1920, Arthur Eddington avait proposé l'hypothèse de l'existence de réactions thermonucléaires dans le soleil, qui expliquerait pourquoi le soleil brille. Plus tard, Hans Bethe, élaborera une théorie pour décrire les réactions thermonucléaires, dont le processus le plus basique correspond à la fusion de quatre protons en un noyau d'hélium et l'émission de deux positrons et deux neutrinos.



Observer le flux de neutrinos solaires serait alors une preuve de l'existence des réactions thermonucléaires dans le soleil. L'expérience de Davis consiste en un réservoir rempli de 520 tonnes de C_2Cl_4 situé dans une mine d'or dans le Dakota du Sud. Le réservoir, exposé pendant une certaine période, est ensuite purgé à l'hélium pour récupérer les atomes d'argon 37. Un compteur est ensuite utilisé pour mesurer l'activité de l'argon 37. En effet, celui-ci décroît par capture électronique, s'en suit la production d'électrons Auger qui peuvent être comptés. Le flux de neutrinos alors mesuré confirmait bien l'hypothèse, déjà très largement acceptée, de la réalisation de réactions thermonucléaires dans le soleil. Cependant, le flux mesuré ne représentait qu'un tiers du flux attendu. C'est ce qu'on a appelé le problème des neutrinos solaires. Plusieurs explications sont alors élaborées, celle qui s'impose est l'oscillation des neutrinos. En réalité, ce déficit avait été prédit par Pontecorvo en 1967 dans son papier sur la possible oscillation entre neutrino électronique et neutrino muonique [11]. Pour autant, l'idée que le modèle solaire puisse être incorrect est explorée, et ce problème des neutrinos solaires permettra des avancées dans la précision du modèle [22].

Une théorie plus précise de l'oscillation des neutrinos est développée à la fin des années 1970, notamment par Samoïl Bilenky et Bruno Pontecorvo [23], qui aboutira à la construction de la matrice Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) qui décrit les neutrinos observables comme des mélanges d'états propres de masse.

En 1988, l'expérience Kamiokande, située dans une mine au Japon, confirme l'observation du déficit de neutrinos solaires [24], en utilisant cette fois un réservoir de 2000 tonnes d'eau, et une détection par effet Cerenkov, qui permet au contraire de l'expérience de Davis, une observation "en temps réel" des neutrinos. Le principe de détection est qu'un neutrino solaire effectue une diffusion élastique sur un des électrons du réservoir, celui-ci va alors diffuser dans la même direction que le neutrino et émettre une lumière bleue qui va être détectée par les 1000 photomultiplicateurs situés autour du volume d'eau. En 1998, l'expérience SuperKamiokande, une amélioration de Kamiokande (50 000 tonnes d'eau et 11 000 photomultiplicateurs), détecte des flux de neutrinos muoniques atmosphériques, compatibles avec la théorie d'oscillation des neutrinos [25].

En 2002, l'expérience SNO confirme l'observation de SuperKamiokande, et permet de résoudre définitivement le problème des neutrinos solaires [26]. L'expérience SNO consiste en un réservoir de

1000 tonnes de D₂O, (de l'eau, mais avec du deutérium à la place de l'hydrogène) situé dans une mine en Ontario. Le volume est entouré d'eau et de plus de 9 000 photomultiplicateurs. L'expérience est capable d'observer les neutrinos solaires grâce à trois types de réactions :

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (1.13)$$

$$\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x \quad (x = e, \mu, \tau) \quad (1.14)$$

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (x = e, \mu, \tau) \quad (1.15)$$

La réaction 1.13 est sensible seulement aux neutrinos électroniques au contraire des deux autres réactions qui sont sensibles à tout type de neutrino. Les réactions 1.13 et 1.15 sont observées par effet Cerenkov, alors que la réaction 1.14 est observée grâce à l'émission de rayons gamma suite à la capture du neutron émis. Ainsi une simple comparaison des flux de neutrinos observés entre la réaction 1.13 et les réactions 1.14 et 1.15, tout en connaissant bien les sections efficaces d'interaction, permet de confirmer l'oscillation des neutrinos, avec un flux total de neutrinos (répartis entre les différentes saveurs) tel que prédit par le modèle solaire.

L'observation de l'oscillation des neutrinos marque une nouvelle grande avancée dans la physique du neutrino et permet également d'affirmer que le neutrino a une masse.

Les indices d'une telle observation obtenus dès les années 1980 ont contribué à redonner de l'intérêt à la recherche de la double désintégration bêta. D'un point de vue théorique, plusieurs physiciens arrivent à décrire la demi-vie de certains noyaux émetteurs double bêta. En 1987, Michael Moe, Steven Elliot, et Alan Hahn effectuent la première observation directe de la double désintégration bêta [27]. L'expérience est située à l'université de Californie et consiste en une chambre à projection temporelle au milieu de laquelle est placée une source de 14 g de sélénium enrichie en ⁸²Se. Ils mesurent une demi-vie du ⁸²Se de $(1.1_{-0.3}^{+0.8}) \times 10^{20}$ années, compatible avec les mesures géochimiques. Par la suite, la réaction a notamment été observée sur le ⁷⁶Ge en 1990 [28], le ¹⁰⁰Mo en 1991 [29], le ¹¹⁶Cd en 1995 [30], [31], [32], portant le nombre total d'observations directes à 9 aujourd'hui, ainsi que 2 observations géochimiques [33]. Ces différentes expériences ont également atteint de très bonnes sensibilités sur la double désintégration bêta sans émission de neutrinos, mais celle-ci n'a jamais été observée.

En 2000, un troisième type de neutrinos, attendu depuis la découverte de la particule tau dans les années 1970, est observé par l'expérience DONUT au Fermilab, le neutrino tau (ν_τ) [34]. Ces dernières années, les expériences d'oscillation du neutrino se sont concentrées sur la mesure des différents paramètres de la matrice PNMS, dont certains sont encore inconnus aujourd'hui et sur la hiérarchie de masse des neutrinos qui reste encore à être déterminée.

1.2 Le formalisme du neutrino dans le Modèle Standard

Le Modèle Standard est la théorie de physique actuelle qui décrit les particules élémentaires et leurs interactions. Le Modèle Standard est une théorie quantique des champs qui décrit trois des quatre forces fondamentales, à savoir l'électromagnétisme, la force nucléaire forte et la force nucléaire faible. Le Modèle Standard est une théorie de gauge basée sur le groupe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Il peut se décomposer entre les fermions et les bosons. Les fermions sont des particules de spin 1/2 divisés en deux catégories, les quarks et les leptons. Les leptons ne sont pas sensibles à l'interaction forte au contraire des quarks. Les neutrinos sont des fermions, étant de charge nulle, ils ne sont donc pas sensibles à l'interaction électromagnétique, et ne sont sensibles qu'à l'interaction faible. Dans le Modèle Standard, les neutrinos sont décrits comme étant sans masse. Il en existe trois types, appelés saveurs, qui correspondent aux trois générations des particules, le neutrino électronique (ν_e), le neutrino

muonique (ν_μ), et le neutrino tauique (ν_τ). Les bosons sont les vecteurs des interactions et sont de spin entier. La force nucléaire forte est véhiculée par des gluons, qui sont des particules sans masse. La force nucléaire faible est véhiculée par les particules W^\pm et Z qui sont massives. La force électromagnétique est véhiculée par le photon (γ). Le boson scalaire de Higgs, complète le Modèle Standard et permet d'expliquer le mécanisme de génération de masse des particules élémentaires.

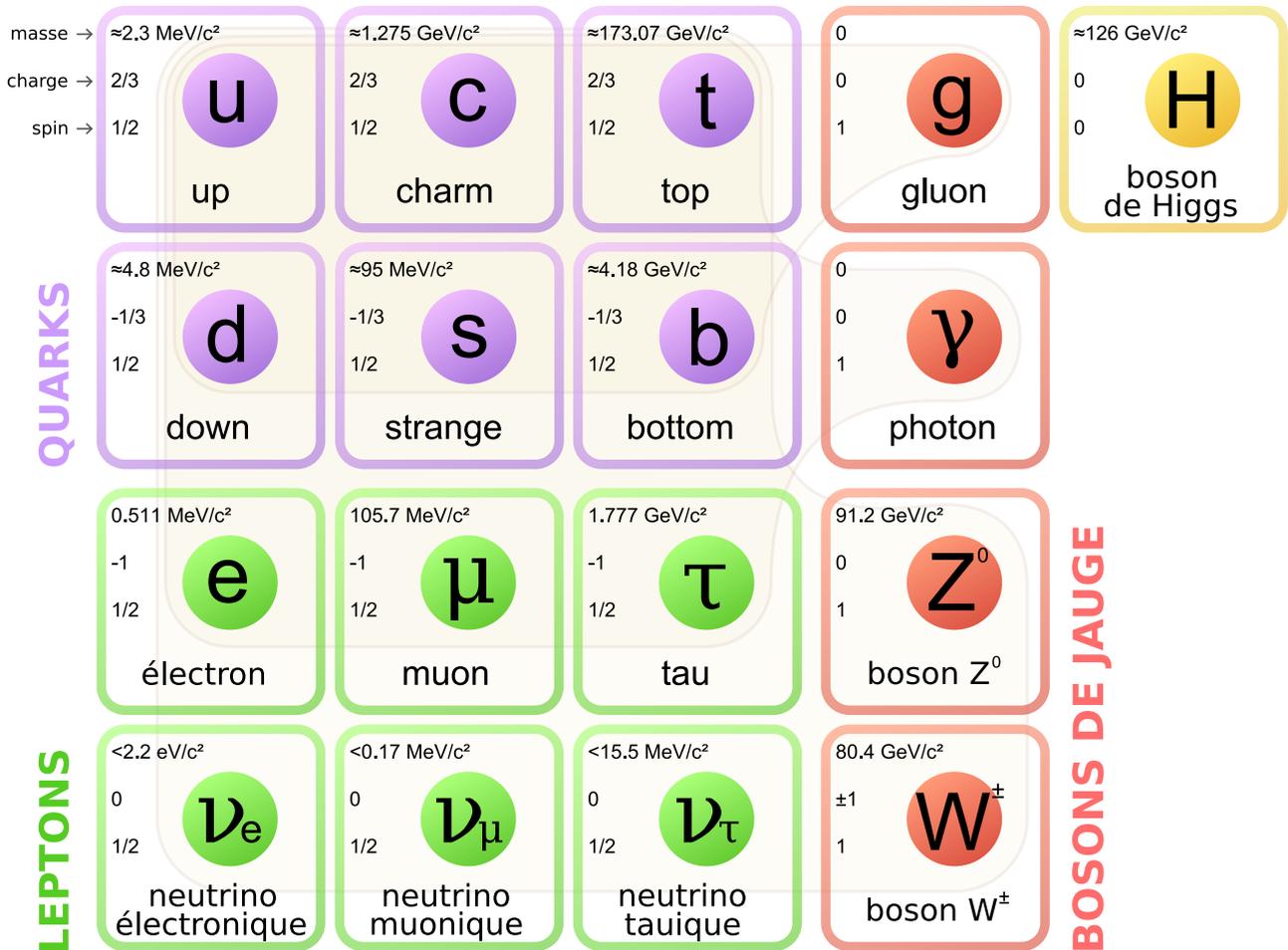


FIGURE 1.1 – Les particules élémentaires d’après le Modèle Standard. Elles sont divisées en plusieurs catégories, les quarks sont des particules de matière comme les leptons, et sont sensibles à l’interaction forte au contraire de ces derniers. Les bosons de jauge sont les médiateurs des interactions, tandis que le boson de Higgs permet de coupler les particules au champ du même nom, leur conférant alors une masse.

On s’intéresse maintenant au Lagrangien du Modèle Standard et plus particulièrement à la partie qui concerne les interactions avec les neutrinos électroniques. Celui-ci peut être décomposé en deux parties :

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{SM}^{(CC)} + \mathcal{L}_{SM}^{(NC)} \quad (1.16)$$

L’une est reliée à l’interaction au moyen des courants chargés (les bosons W^+ et W^-) :

$$\mathcal{L}_{SM}^{(CC)} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu e_L W_\mu, \quad (1.17)$$

où g est la constante de couplage associée au groupe $SU(2)_L$, et γ^μ sont les matrices de Dirac. L’autre est reliée à l’interaction au moyen du courant neutre (le boson Z) :

$$\mathcal{L}_{SM}^{(NC)} = -\frac{g}{2 \cos \theta_W} \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu \nu_{eL} Z_\mu \quad (1.18)$$

où θ_W est l'angle de mélange électrofaible. De manière générale, pour les trois générations de neutrinos, on a :

$$\mathcal{L}_{SM} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{\alpha L} \gamma^\mu \alpha_L W_\mu - \frac{g}{\cos 2\theta_W} \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{\alpha L} \gamma^\mu \nu_{\alpha L} Z_\mu \quad (1.19)$$

On remarque que la partie qui décrit l'interaction entre un neutrino et un lepton de même génération se fait par l'intermédiaire du courant chargé W . Au contraire, le courant neutre Z , permet de coupler un neutrino et un antineutrino de même saveur.

1.3 Oscillation des neutrinos

1.3.1 Matrice de mélange des neutrinos

L'oscillation des neutrinos implique que les états propres de saveurs des neutrinos (ν_α , avec $\alpha = e, \mu, \tau$) correspondent à une combinaison des états propres de masses (ν_i , avec $i = 1, 2, 3$) :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle, \quad (1.20)$$

où U correspond à la matrice de mélange dans le secteur leptonique, autrement appelé matrice Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) :

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (1.21)$$

où $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, avec θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} les angles de mélanges, et δ_{CP} est la phase de Dirac de violation de la combinaison charge-parité CP . Pour décrire au mieux le phénomène d'oscillation des neutrinos, il faut donc accéder aux valeurs des paramètres de cette matrice PMNS, à savoir les trois angles de mélanges et la phase de Dirac. Pour cela, les expériences d'oscillation des neutrinos doivent mesurer les probabilités de transition d'un état de saveur à un autre.

1.3.2 Oscillation des neutrinos dans le vide

Pour obtenir la probabilité de transition d'une saveur à une autre, il faut d'abord décrire les états massifs des neutrinos $|\nu_i\rangle$ comme des états propres de l'Hamiltonien,

$$\mathcal{H} |\nu_i\rangle = E_i |\nu_i\rangle, \quad (1.22)$$

avec pour valeurs propres :

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}, \quad (1.23)$$

en se plaçant dans le système d'unités naturelles ($c = 1$), où p est la quantité de mouvement et m est la masse du neutrino i . En résolvant l'équation de Schrödinger :

$$i \frac{d}{dt} |\nu_i(t)\rangle = \mathcal{H} |\nu_i(t)\rangle, \quad (1.24)$$

on obtient l'évolution dans le temps de l'état propre de masse du neutrino, pour un neutrino qui se propage dans le vide :

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle. \quad (1.25)$$

Si on considère maintenant un neutrino créé avec une certaine saveur α au temps $t = 0$, alors en combinant 1.20 et 1.25 on obtient l'évolution dans le temps de cet état de saveur :

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle. \quad (1.26)$$

En inversant l'équation 1.20, on obtient

$$|\nu_i\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i} |\nu_\alpha\rangle. \quad (1.27)$$

En combinant cette équation et l'équation 1.25 on a finalement l'évolution dans le temps de la saveur du neutrino, comme une superposition de différents états de saveur.

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_\beta \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} U_{\beta i} |\nu_\beta\rangle. \quad (1.28)$$

L'amplitude de la transition $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ est alors donnée par :

$$A_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) = \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-iE_i t}, \quad (1.29)$$

et la probabilité de transition par :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) = |A_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t)|^2 = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i(E_i - E_j)t}. \quad (1.30)$$

Dans le cas de neutrinos ultra-relativistes, qui se propagent à une vitesse proche de celle de la lumière, on peut écrire :

$$E_i \simeq E + \frac{m_i^2}{2E}, \quad (1.31)$$

et

$$E_i - E_j \simeq \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}, \quad (1.32)$$

où

$$\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2. \quad (1.33)$$

On peut alors écrire la probabilité de transition comme :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2 t}{2E}\right). \quad (1.34)$$

Toujours dans le cas de neutrinos ultra-relativistes, on a $t = L$, où L est la distance parcourue par le neutrino, ce que les expériences d'oscillation du neutrino peuvent mesurer, on peut alors écrire :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right). \quad (1.35)$$

Il peut également être utile d'écrire la probabilité comme :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i,j} \mathcal{R}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) + 2 \sum_{i,j} \mathcal{I}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right). \quad (1.36)$$

Et on peut définir la phase des oscillations

$$\phi_{i,j} = -\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}. \quad (1.37)$$

Dans le cas simple d'une oscillation entre deux types de neutrinos, on peut écrire la matrice :

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

On a la partie réelle

$$\mathcal{R}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) = -\cos^2 \theta \sin^2 \theta = -\frac{1}{4} \sin^2 2\theta, \quad (1.39)$$

et la partie imaginaire

$$\mathcal{I}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) = 0. \quad (1.40)$$

D'où, en combinant 1.36, 1.39, et 1.40 :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right). \quad (1.41)$$

Pour adapter la probabilité de transition aux unités utilisées dans les expériences d'oscillation de neutrinos, on peut écrire :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \Delta m_{ij}^2 (eV^2) \frac{L(km)}{4E(GeV)} \right). \quad (1.42)$$

Expérimentalement, en connaissant le flux initial de neutrinos d'une certaine saveur, en mesurant le flux de neutrinos à une distance connue, et en mesurant l'énergie de ces neutrinos, il est donc possible d'accéder aux différents angles de mélanges θ_{ij} et aux différences de masses au carrés Δm_{ij}^2 .

1.3.3 Les expériences actuelles et leurs résultats

Pour contraindre au mieux les paramètres de la matrice PMNS les expériences doivent déterminer le spectre en énergie des neutrinos provenant de différentes sources.

Expériences de neutrinos atmosphériques

Les rayons cosmiques qui pénètrent dans l'atmosphère terrestre produisent des gerbes de particules. Ces dernières se désintègrent et produisent alors des neutrinos. Le flux de neutrinos atmosphériques contient alors des neutrinos muoniques et des neutrinos électroniques. Pour ces neutrinos, l'oscillation dominante est $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Les expériences étudiant ce type de neutrino permettent de contraindre θ_{23} et $|\Delta m_{32}^2|$, leurs résultats sont présentés dans le tableau 1.1.

Expérience	$\sin^2 \theta_{23}$	$ \Delta m_{32}^2 [10^{-3} \text{ eV}^2]$
Antares [35]	$0.5^{+0.2}_{-0.19}$	$2.0^{+0.4}_{-0.3}$
IceCube [36]	$0.51^{+0.07}_{-0.09}$	$2.31^{+0.11}_{-0.13}$
Super-Kamiokande [37]	$0.588^{+0.031}_{-0.064}$	$2.50^{+0.13}_{-0.20}$

TABLE 1.1 – Mesures des paramètres de mélanges des expériences de neutrinos atmosphériques.

Expériences de neutrinos solaires

Le soleil émet des neutrinos électroniques suite à des processus de fusion nucléaire dans le cœur du soleil. Les expériences de neutrinos solaires cherchent alors à observer la disparition de ces neutrinos électroniques en comparant le flux mesuré sur Terre au flux émis par le soleil. Les expériences de neutrinos solaires, permettent de contraindre θ_{12} et Δm_{21}^2 , comme présenté dans le tableau 1.2. La valeur de $\sin^2 \theta_{12}$ de Super-Kamiokande [38], est obtenue en utilisant la mesure du flux total de neutrinos solaires du ^8B provenant de l'expérience SNO [39]. La mesure précise de ce flux total est indispensable pour extraire des paramètres d'oscillations avec une telle précision.

Expérience	$\sin^2 \theta_{12}$	$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} \text{ eV}^2]$
Super-Kamiokande [38]	$0.334^{+0.027}_{-0.023}$	$4.8^{+1.5}_{-0.8}$
SNO [39]	$\tan^2 \theta_{12} = 0.427^{+0.033}_{-0.029}$	$5.6^{+1.9}_{-1.4}$

TABLE 1.2 – Mesures des paramètres de mélanges des expériences de neutrinos solaires.

Expériences de neutrinos de réacteurs

Les réacteurs nucléaires sont des sources très importantes d'antineutrinos électroniques. Les expériences de neutrinos de réacteurs cherchent à observer la disparition des antineutrinos électroniques. Elles sont sensibles aux paramètres θ_{12} et Δm_{21}^2 , lorsque la distance de propagation est de l'ordre de ~ 100 km. Elles peuvent également être sensibles aux paramètres θ_{13} et Δm_{ee}^2 , où $|\Delta m_{ee}^2| = \cos^2 \theta_{12} \Delta m_{31}^2 + \sin^2 \theta_{12} \Delta m_{32}^2$, lorsque la distance de propagation est de l'ordre de ~ 1 km. Les résultats de ces mesures sont présentés dans le tableau 1.3.

Expérience	$\sin^2 2\theta_{13}$	$ \Delta m_{ee}^2 [10^{-3} \text{ eV}^2]$
Daya Bay [40]	0.0856 ± 0.0029	$2.522^{+0.068}_{-0.070}$
Double Chooz [41]	0.094 ± 0.017	
RENO [42]	0.0892 ± 0.0063	2.74 ± 0.12
Expérience	$\tan^2 \theta_{12}$	$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} \text{ eV}^2]$
KamLAND [43]	$0.481^{+0.092}_{-0.080}$	$7.54^{+0.19}_{-0.18}$

TABLE 1.3 – Mesures des paramètres de mélanges des expériences de neutrinos des réacteurs.

Expériences de neutrinos d'accélérateurs

Les accélérateurs de particules sont capables de produire des flux de neutrinos muoniques. Ces expériences placent leur détecteur à quelques centaines de kilomètres et comparent les spectres par rapport à un autre détecteur placé proche de la source avant que le flux de neutrinos ne soit affecté par les oscillations. Les expériences de neutrinos des accélérateurs sont alors sensibles à θ_{23} , Δm_{32}^2 , et δ_{CP} , en étudiant l'apparition de neutrinos électroniques dans un faisceau de neutrino muonique. C'est le cas de T2K et NOvA, leurs résultats sont présentés dans le tableau 1.4.

Expérience	$\sin^2 \theta_{23}$	$ \Delta m_{32}^2 [10^{-3} \text{ eV}^2]$	δ_{CP}
T2K [44]	$0.53^{+0.03}_{-0.04}$	2.45 ± 0.07	$-1.89^{+0.70}_{-0.58}$
NOvA [45]	$0.56^{+0.04}_{-0.03}$	$2.48^{+0.11}_{-0.06}$	

TABLE 1.4 – Mesures des paramètres de mélanges des expériences de neutrinos des accélérateurs, en supposant une hiérarchie de masse des neutrinos normale.

Les expériences d'oscillations des neutrinos sont donc capables de contraindre les trois angles de mélange ainsi que les différences de masse au carré des neutrinos. Cependant, la phase de violation CP est connue avec une large incertitude, de même, la question de la hiérarchie de masse des neutrinos n'est pas résolue. En effet, on sait que $\Delta m_{21}^2 > 0$, mais on ignore le signe des deux autres différences de masses au carré, et il y a donc deux hiérarchies de masse possibles, voir figure 1.2. La hiérarchie normale correspond à $\Delta m_{31}^2 > 0$ et $\Delta m_{32}^2 > 0$, donc $m_1 < m_2 < m_3$. La hiérarchie inverse correspond à $\Delta m_{31}^2 < 0$ et $\Delta m_{32}^2 < 0$, donc $m_3 < m_1 < m_2$.

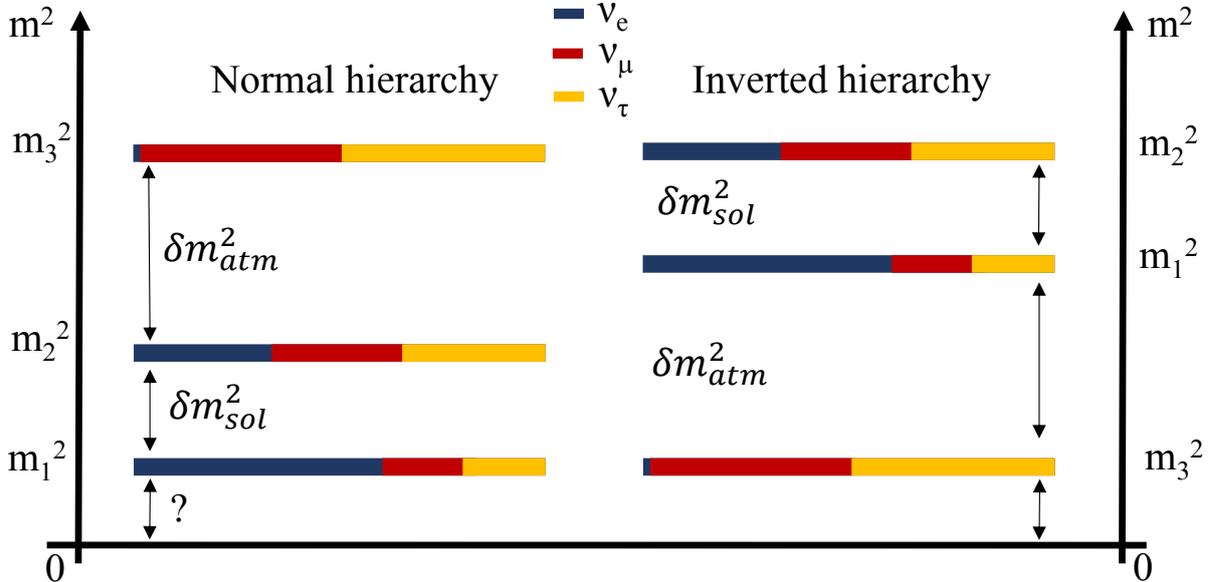


FIGURE 1.2 – Hiérarchies de masse normale, à gauche, et inverse, à droite, des neutrinos. Les compositions des états propres de masse en saveur des neutrinos sont présentés par les rectangles de couleur.

De manière générale, la détermination des paramètres de la matrice PNMS demande une analyse globale des données des différentes expériences. Ces dernières années, plusieurs groupes se sont penchés

sur des fits des données globales. Les différentes analyses menées ([46], [47], [48]) trouvent des résultats cohérents, en particulier pour les paramètres qui sont les mieux connus, à savoir θ_{12} , θ_{13} , Δm_{21}^2 et $|\Delta m_{32}^2|$. Mais certains points requièrent toujours une clarification, à savoir la valeur de θ_{23} , la valeur de la phase CP, et la hiérarchie de masse. Cependant, dans toutes les analyses, le meilleur fit est obtenu pour la hiérarchie de masse normale, mais pas de manière suffisamment significative pour conclure quoi que ce soit.

L'oscillation des neutrinos implique donc l'existence d'une matrice de mélange de manière analogue aux quarks. Les propriétés de l'oscillation des neutrinos sont très différentes de celles des quarks. En effet, dans l'ensemble les angles de mélange des quarks sont plus petits que ceux des neutrinos, seul θ_{13} est comparable aux angles de mélanges des quarks. Par ailleurs, la valeur de la phase CP ainsi que la hiérarchie de masse des neutrinos restent à être déterminées avec précision, même si des indices ont émergé ces dernières années. Enfin, l'oscillation des neutrinos implique que les neutrinos ont une masse non nulle. D'un point de vue théorique, il est surprenant que les neutrinos aient une masse si petite en comparaison des autres fermions. Ces observations posent plus largement des questions autour de l'origine des masses des neutrinos.

1.4 La masse des neutrinos

Les neutrinos ont donc une masse comme vu dans la section précédente. Dans le Modèle Standard, les neutrinos sont de masse nulle, mais il est possible d'ajouter un terme de masse au Lagrangien de l'interaction électrofaible. Ce terme peut être un terme de Dirac ou de Majorana.

1.4.1 Neutrino de Dirac

Selon la théorie de Dirac, les masses des neutrinos peuvent être générées de manière analogue aux masses des quarks et des leptons chargés via le mécanisme de Higgs. Il faut cependant introduire l'existence d'une composante d'hélicité droite pour les neutrinos au Modèle Standard. Ce neutrino serait stérile, puisqu'il n'a jamais été observé et qu'il n'interagirait donc pas par interaction faible. Le terme de masse de Dirac ajouté au Lagrangien est alors :

$$\mathcal{L}_{masse}^D = -m_D(\bar{\nu}_R\nu_L + \bar{\nu}_L\nu_R), \quad (1.43)$$

avec

$$m_D = \frac{y_\nu v}{\sqrt{2}} \quad (1.44)$$

Où m_D est la masse de Dirac, y_ν est la constante de couplage de Yukawa pour le neutrino, et v est la valeur de l'état de vide (VEV) du Higgs. Les masses des neutrinos sont alors générées par le mécanisme de Higgs, mais les neutrinos ont des masses bien inférieures à celles des quarks et des leptons chargés. Cela implique une petite valeur pour la constante de Yukawa, qui permet le couplage entre le neutrino et le Higgs, au contraire des quarks et des leptons chargés. Une telle situation est surprenante d'un point de vue théorique, mais n'est pas suffisante pour exclure cette hypothèse. Comme les neutrinos droits sont stériles, ils n'interviennent pas dans le Lagrangien d'interaction électrofaible 1.19, et il est alors possible d'imaginer, de manière analogue aux neutrinos gauches, une superposition de champs de neutrinos droits.

1.4.2 Neutrino de Majorana

En partant de l'équation de Dirac qui décrit les fermions de spin 1/2 :

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\nu = 0 \quad (1.45)$$

Où γ^μ sont les matrices de Dirac, ν la fonction d'onde du neutrino de masse m . En considérant le champ de neutrino :

$$\nu = \nu_L + \nu_R, \quad (1.46)$$

on obtient les équations :

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \nu_L = m\nu_R, \text{ et} \quad (1.47)$$

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \nu_R = m\nu_L. \quad (1.48)$$

La théorie de Majorana consiste à dire que ces deux équations sont simplement deux manières d'écrire la même équation. En prenant la transposée de l'équation 1.48 et en multipliant par la matrice de conjugaison de charge \mathcal{C} on obtient

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \mathcal{C}\bar{\nu}_R^T = m\mathcal{C}\bar{\nu}_L^T. \quad (1.49)$$

Cette équation est identique à l'équation 1.47 si on considère :

$$\nu_R = \xi \mathcal{C}\bar{\nu}_L^T. \quad (1.50)$$

Où ξ est un facteur de phase arbitraire. Cette relation fait sens puisque $\mathcal{C}\bar{\nu}_L^T$ est un champ droit. C'est sur cette relation qu'est basée la théorie de Majorana. À partir des équations 1.47 et 1.50, on obtient l'équation de Majorana pour le neutrino gauche :

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \nu_L = m\xi \mathcal{C}\bar{\nu}_L^T. \quad (1.51)$$

Le facteur de phase peut s'éliminer par un rephasage du champ ν_L et on obtient :

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \nu_L = m\mathcal{C}\bar{\nu}_L^T. \quad (1.52)$$

Comme les neutrinos sont électriquement neutres, on peut considérer :

$$\nu_L^C = \mathcal{C}\bar{\nu}_L^T. \quad (1.53)$$

Avec cette convention le champs de Majorana du neutrino peut s'écrire :

$$\nu = \nu_L + (\nu_L)^C, \quad (1.54)$$

et on a la condition de Majorana :

$$\nu = \nu^C, \quad (1.55)$$

qui implique l'égalité entre la particule et l'antiparticule. Seuls les fermions neutres, à savoir les neutrinos, peuvent être décrits par la théorie de Majorana.

Cette théorie de Majorana est plus simple et plus naturelle que celle de Dirac puisqu'elle ne suppose pas l'existence d'antineutrinos comme la théorie de Dirac.

Concernant la masse des neutrinos on peut écrire le Lagrangien de manière analogue à 1.43 en utilisant 1.55 :

$$\mathcal{L}_{masse}^M = -\frac{1}{2}m_L \left((\bar{\nu}_L)^C \nu_L + \bar{\nu}_L (\nu_L)^C \right) \quad (1.56)$$

Le facteur 1/2 est ajouté par rapport au Lagrangien de Dirac pour éviter un double comptage.

1.4.3 Mécanisme de la bascule

On peut écrire un Lagrangien de masse plus général qui inclut un neutrino droit de Majorana :

$$\mathcal{L}_{masse}^M = -\frac{1}{2}m_L \left((\bar{\nu}_L)^C \nu_L + \bar{\nu}_L (\nu_L)^C \right) - \frac{1}{2}m_R \left((\bar{\nu}_R)^C \nu_R + \bar{\nu}_R (\nu_R)^C \right). \quad (1.57)$$

Mais si le ν_R existe alors également, le Lagrangien peut aussi contenir le terme de Dirac :

$$\mathcal{L}_{masse}^D = -m_D \left(\bar{\nu}_R \nu_L + (\bar{\nu}_L)^C (\nu_R)^C \right). \quad (1.58)$$

Et il est possible de regrouper les deux descriptions de Dirac et Majorana dans le Lagrangien de masse tout en considérant toujours que le neutrino est de Majorana :

$$\mathcal{L}_{masse}^M = -\frac{1}{2}m_L \left((\bar{\nu}_L)^C \nu_L + \bar{\nu}_L (\nu_L)^C \right) - \frac{1}{2}m_R \left((\bar{\nu}_R)^C \nu_R + \bar{\nu}_R (\nu_R)^C \right) - m_D \left(\bar{\nu}_R \nu_L + (\bar{\nu}_L)^C (\nu_R)^C \right), \quad (1.59)$$

soit

$$\mathcal{L}_{masse}^{D+M} = \frac{1}{2} \left(\bar{\nu}_L (\bar{\nu}_L)^C \right) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\nu_R)^C \\ \nu_R \end{pmatrix}, \quad (1.60)$$

où m_D est la masse de Dirac définie équation 1.44, m_L est la masse de Majorana du neutrino gauche, et m_R est l'équivalent pour le neutrino droit. En considérant des éléments réels dans la matrice de masse, ce qui implique l'invariance CP, il est possible de diagonaliser la matrice et d'obtenir les états propres de masses

$$m_{2,1} = \frac{1}{2}\rho \left(m_L + m_R \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4m_D^2} \right). \quad (1.61)$$

Avec $\rho = \pm 1$, pour s'assurer que les masses soient positives. Les états propres de saveur ν_1 et ν_2 peuvent être décrits comme un mélange des champs ν_L et ν_R :

$$\tan(2\theta) = \frac{2m_D}{m_R - m_L}. \quad (1.62)$$

Si $m_D \ll m_R$ et $m_L = 0$, alors de l'équation 1.61 on a :

$$m_1 = \frac{m_D^2}{m_R}, \text{ et } m_2 = m_R. \quad (1.63)$$

Où m_2 correspond donc à la masse du neutrino droit et implique que m_1 possède une masse bien inférieure. C'est ce qu'on appelle le mécanisme de la bascule, la grande masse de ν_2 est responsable de la petite masse de ν_1 . De plus, l'angle de mélange entre les deux états propres est très petit :

$$\tan(2\theta) = 2\frac{m_D}{m_R} \ll 1, \quad (1.64)$$

ce qui implique que ν_1 est principalement composé du neutrino actif ν_L et ν_2 est principalement composé du neutrino stérile ν_R . L'hypothèse d'une masse m_L nulle pourrait paraître raisonnable étant donné que cela constituerait une extension plus minimale du Modèle Standard.

Par ce mécanisme, on peut expliquer la très faible masse des neutrinos en comparaison des autres particules de manière assez naturelle. La masse de ces neutrinos serait générée par le mécanisme de Higgs comme les autres particules du Modèle Standard. De plus, ce mécanisme donne aussi une explication de la non-observation du neutrino droit, car sa masse est trop élevée. Cependant, cette masse de Majorana du neutrino droit ne peut pas être générée dans le cadre du Modèle Standard, et une nouvelle physique est alors nécessaire.

1.4.4 Les mesures directes

Comme nous l'avons vu, la valeur de la masse du neutrino est encore inconnue, la connaissance de celle-ci est d'une importance capitale dans de nombreux domaines autres que la physique des particules, comme l'astrophysique et la cosmologie. De même, comme vu en section précédente, connaître cette valeur permettrait de contraindre les théories au-delà du Modèle Standard qui tentent d'expliquer comment est générée la masse des neutrinos. La mesure de la masse des neutrinos est un challenge, en effet, le neutrino n'interagit que via la force nucléaire faible et sa masse est si petite que la mesure via la cinématique est très compliquée.

Cinématique

Dans la désintégration β , l'énergie disponible dans la réaction est emportée par l'électron et le neutrino. Dans le cas où le neutrino est émis au repos, sans énergie cinétique, l'électron emporte alors l'énergie totale disponible moins l'énergie de masse du neutrino. La masse du neutrino impacte donc la forme du spectre β pour des énergies très proches de la Q -value comme indiqué figure 1.3 pour l'exemple de la désintégration du tritium.

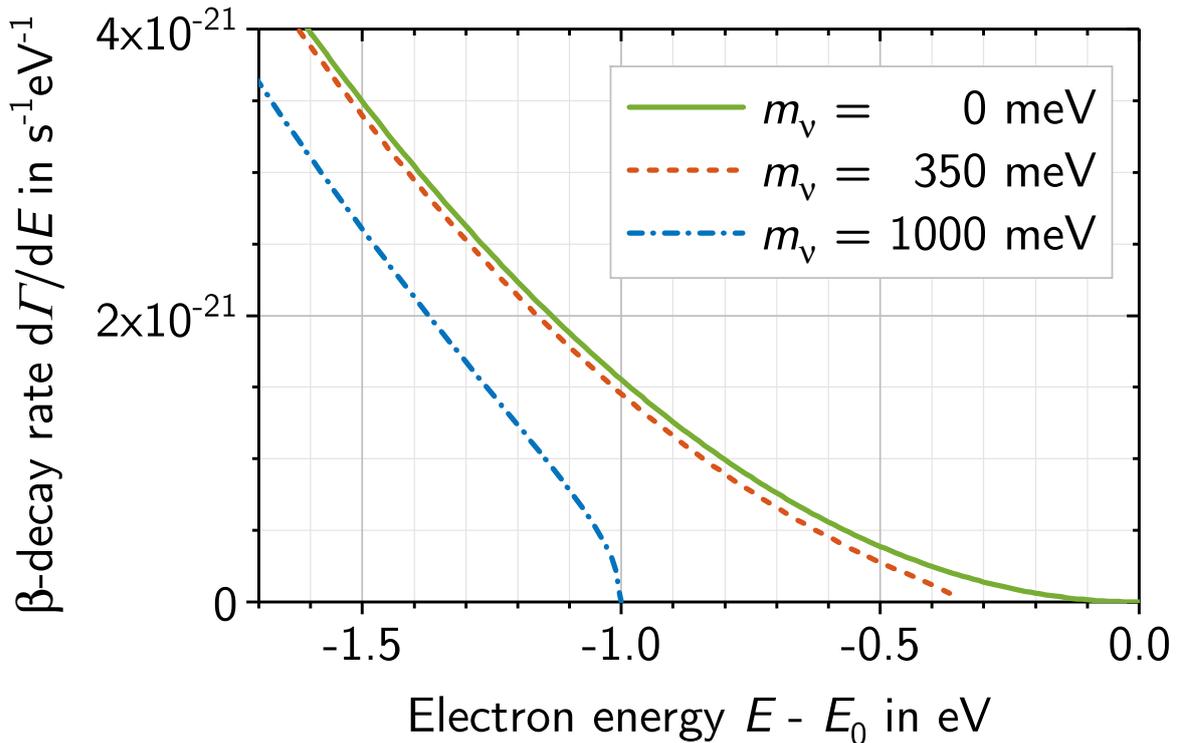


FIGURE 1.3 – Extrémité du spectre β pour la décroissance du tritium moléculaire pour différentes masses de neutrinos. E représente l'énergie cinétique de l'électron et E_0 est la Q -value. [49]

La proportion de décroissances qui produit un événement proche de Q_β est très faible, et la valeur d'espace de phase entraîne que la probabilité d'émission proche de Q_β est plus importante pour les petites Q_β . Les isotopes d'intérêts dans le cadre de cette recherche sont présentés dans le tableau 1.5.

Même si le tritium possède la plus grande Q -value parmi ces noyaux, c'est l'isotope qui a été le plus étudié depuis les années 1950 et le début de la recherche de mesure directe. En effet, sa petite demi-vie,

Isotope	Demi-vie [années]	Q_β [eV]
$^3\text{H}_2$	12.3 [50]	18591 ± 1 [50]
^{115}In	$4.3(5) \times 10^{14}$ [51]	147(10) [52] 173(12) [53]
^{135}Cs	$8.2(32) \times 10^{11}$ [54]	440(310) [54]
^{187}Re	4.3×10^{10} [55]	2471 [56]
^{163}Ho	4750 [57]	2833(34) [58]

TABLE 1.5 – Noyaux d’intérêt pour l’étude de la masse des neutrinos.

et sa petite masse atomique le rendent intéressant puisqu’il y a besoin d’échantillon beaucoup moins massif pour observer la fin du spectre. C’est le noyau étudié par l’expérience KATRIN, l’expérience la plus compétitive actuellement, qui étudie la désintégration β du tritium moléculaire :



KATRIN consiste en une source de tritium moléculaire de haute activité (10^{11} Bq) combinée à un spectromètre de haute résolution. Un système d’aimants supraconducteurs guide les électrons émis par la source vers le spectromètre. Le spectromètre agit comme un filtre électrostatique, il permet la transmission des électrons qui possèdent une énergie au-delà d’un seuil ajustable qU , où U est le potentiel appliqué dans le spectromètre. Les électrons sont détectés par une diode en silicone située à la sortie du spectromètre qui compte le nombre d’électrons transmis pour une valeur de potentiel donnée. En mesurant le taux d’électrons transmis pour différentes valeurs de potentiel, il est possible de construire le spectre intégré de la désintégration β . Le spectromètre principal est précédé d’un pre-spectromètre plus petit qui fonctionne de manière analogue et qui permet de transmettre les électrons au-delà de 10 keV, ce qui permet de réduire le flux d’électrons atteignant le spectromètre principal. Dans la dernière analyse de KATRIN, la fin du spectre β a été construit en utilisant 28 valeurs de tension différentes autour de Q_β . Le spectre obtenu est ajusté par une description analytique du spectre β et la réponse expérimentale du détecteur. Le résultat obtenu est une limite de $m_{\nu_e} < 0.9$ eV (90% C.L.) [59]. Combiné au résultat obtenu lors de la première campagne de mesures [60], la limite est améliorée à $m_{\nu_e} < 0.8$ eV (90% C.L.) [59].

Parallèlement à l’utilisation de spectromètres, le développement des bolomètres (chapitre 3) pour la recherche des évènements rares, a également permis l’étude de la désintégration β . L’avantage principal pour la mesure de la masse du neutrino est que la source β est contenue dans le détecteur, il en résulte ainsi une excellente efficacité de détection de toute l’énergie disponible dans la décroissance. En particulier le développement de détecteurs pour l’étude de la décroissance β du ^{187}Re a démarré dans les années 1990. En 2003, l’expérience MIBETA a étudié 8 cristaux de AgReO_4 , d’une masse totale de ~ 2 mg, et a fixé une limite de $m_{\bar{\nu}_e} < 15$ eV (90% C.L.) [55]. Cependant, l’expérience est essentiellement limitée par la statistique, et les autres projets d’expérience bolométriques se sont concentrés sur l’étude de la capture électronique du ^{163}Ho , comme proposé dès 1982 [61], considéré comme plus prometteur. Dans ce cas-ci on mesure l’énergie de désexcitation relâchée par les radiations atomiques dues au réarrangement électronique de l’atome, et comme pour la désintégration β la masse du neutrino déforme la partie du spectre proche de la Q-value. Dans le cas de la capture électronique du ^{163}Ho , ces radiations consistent essentiellement en l’émission d’électrons Auger. Le spectre obtenu est composé de pics carac-

téristiques des énergies d'ionisation des électrons capturés. Ainsi, plus la Q -value est proche d'une des énergies d'ionisation, plus le taux d'évènements proches de l'extrémité du spectre sera important, et plus l'effet de la masse du neutrino sera facilement observable. Des expériences bolométriques étudiant le ^{163}Ho ont commencé dès les années 1980, et aujourd'hui principalement deux collaborations poursuivent dans cette voie. Pour atteindre des sensibilités de l'ordre de celle de KATRIN, ces expériences doivent utiliser des sources d'activité importante de l'ordre du MBq, avec une très bonne efficacité de détection, et une résolution de l'ordre d'un eV FWHM. Il est aussi nécessaire d'avoir un bas bruit de fond et une bonne compréhension de la forme du spectre qui est notamment affectée par l'imprécision sur la connaissance des processus de diffusion électron-électron dans l'atome lors d'une capture électronique. L'expérience ECHo utilise des micro-calorimètres métalliques magnétiques refroidis à 20mK et cherche à atteindre une sensibilité $m_{\nu_e} < 1$ eV. Les premières données obtenues par l'expérience ont permis de fixer une limite de $m_{\nu_e} < 150$ eV (95% C.L.) [62] (ce papier cite 95% mais [63] et [64] cite 90%). L'expérience se déroule en plusieurs phases, ECHo-1k qui a utilisé une source de l'ordre de 1 kBq, et va fixer une nouvelle limite de $m_{\nu_e} < 20$ eV (90% C.L.) [63],[64]. Le programme en est à la phase ECHo-100k et espère atteindre une sensibilité de l'ordre de 2 eV [64]. Enfin, ECHo-1M utilisera une source de l'ordre de 1 MBq pour une sensibilité attendue de l'ordre de 1 eV [65]. L'expérience HOLMES étudie 1000 micro-calorimètres équipés de TES avec une activité d'environ 300 Bq de ^{163}Ho dans chaque micro-calorimètre. Avec pour objectif une résolution énergétique de 1 eV et une résolution temporelle de 1 μs , HOLMES peut atteindre une sensibilité de l'ordre de 1 eV [66].

Enfin le ^{115}In et le ^{135}Cs ne font pas l'objet d'études concernant la masse du neutrino actuellement. Cependant les récentes mesures concernant la Q -value de la désintégration du ^{115}In vers l'état excité du ^{115}Sn [52], [53] et la désintégration du ^{135}Cs vers l'état excité du ^{135}Ba [54] en font des noyaux intéressants pour l'étude de la masse du neutrino.

Cosmologie

En cosmologie, les neutrinos constituent une part importante des reliques du Big Bang, ils ont notamment joué un rôle important dans l'évolution de l'univers. Les neutrinos émis lors du Big Bang étaient ultra-relativistes et constituaient de la matière "tiède", mais ils sont maintenant non-relativistes et constituent de la matière "froide". Ces reliquats de bruit de fond neutrino sont décrits comme un mélange des états propres de masses des neutrinos ν_1, ν_2, ν_3 et de leurs antiparticules. Les expériences de cosmologie sont extrêmement sensibles à la densité de radiation des neutrinos et à la masse des neutrinos, qui affectent la nucléosynthèse primordiale et les structures à grande échelle de l'univers. Même si les données de cosmologie ne constituent pas une mesure directe de la masse des neutrinos, elles sont néanmoins robustes et permettent de contraindre la somme des masses des neutrinos $\sum m_\nu$. L'analyse des données des structures à grande échelle obtenues par Planck combinées aux données des oscillations acoustiques des baryons (BAO) qui informent notamment sur l'expansion de l'univers a permis de fixer une limite de $\sum m_\nu < 0.12$ eV (95% C.L.) [67]. D'autres analyses récentes, on permet de fixer des limites comparables, $\sum m_\nu < 0.111$ eV (95% C.L.) [68], $\sum m_\nu < 0.16$ eV (95% C.L.) [69].

1.5 Le neutrino de Majorana dans la physique au-delà du Modèle Standard

La description actuelle de la physique fondamentale ne permet pas de décrire les processus qui ont abouti à un excès de la matière sur l'antimatière qui est aujourd'hui observée dans l'univers ainsi qu'à la présence d'une matière noire. De plus, jusqu'à présent, il n'a été observé que des neutrinos

d'hélicité gauche. Si des neutrinos d'hélicité droite existent, ceux-ci pourraient être stériles, ils ne seraient alors pas sensibles à l'interaction faible et n'interagiraient que via la gravité. Ces neutrinos stériles pourraient osciller avec les neutrinos ordinaires, et expliquer certaines anomalies observées expérimentalement [70]. Ces problèmes appuient l'hypothèse de l'existence d'une nouvelle physique. Les solutions peuvent provenir soit d'une modification du Modèle Standard de la physique des particules, soit d'une modification de la base théorique qui décrit la gravitation, ou soit quelque chose combinant les deux. Ces problèmes, généralement étudiés séparément pourraient être adressés autour de la question plus générale de l'origine de la matière dans l'univers. On peut notamment trouver un lien dans le cas où le neutrino est une particule de Majorana.

L'asymétrie matière/antimatière

L'existence du neutrino de Majorana pourrait jouer un rôle important dans l'explication de l'asymétrie matière/antimatière observée dans l'univers. Une des théories existantes pour expliquer cette asymétrie est la leptogénèse [71]. La leptogénèse est un modèle qui explique l'asymétrie par des désintégrations de particules lourdes hors équilibre. Le scénario le plus simple de la leptogénèse [72] [73] est basé sur deux hypothèses, le neutrino est une particule de Majorana et sa masse est décrite par le mécanisme de la bascule, et il y a une production thermique des neutrinos droits.

Le neutrino stérile

Si le neutrino est une particule de Majorana, et que la masse de celui-ci s'explique par le mécanisme de la bascule, alors le neutrino droit est lourd et majoritairement stérile. Depuis quelques années, il existe d'autres théories de neutrinos stériles notamment avec de neutrinos beaucoup plus légers [74]. L'existence de ces neutrinos stériles légers n'est pas incompatible avec le fait que le neutrino soit une particule de Majorana, et peuvent notamment s'insérer dans le cadre du mécanisme de la bascule.

La matière noire

Plusieurs observations montrent l'évidence d'une matière non-baryonique dans l'univers. Généralement, il est considéré que la matière noire est expliquée par de nouvelles particules qui ne sont pas incluses dans le Modèle Standard. La théorie la plus populaire est l'existence du WIMP, mais les récents résultats des expériences le cherchant commencent à rendre cette hypothèse moins probable. Par ailleurs, parmi toutes les solutions proposées pour expliquer la matière noire [75], certaines reposent sur le mécanisme de la bascule, et donc du neutrino de Majorana. Dans ces différents cadres, la matière pourrait provenir du mélange entre neutrinos actifs et stérile, avec des masses du neutrino stérile de l'ordre de quelques keV [76], mais également d'un mélange entre un neutrino droit stérile lourd produit dans le cadre du mécanisme de la bascule, et un autre neutrino droit lourd appelé "dark matter neutrino" [77]. Ces solutions permettraient d'expliquer à la fois l'asymétrie matière/antimatière, le neutrino stérile, et la matière noire.

Le neutrino demeure une particule bien mystérieuse, de nombreuses recherches existent toujours à son sujet pour déterminer sa masse absolue et sa hiérarchie de masse, sa nature, Majorana ou Dirac, et quel est le mécanisme qui lui donne sa masse. Par ailleurs, on ne sait pas s'il existe des neutrinos d'hélicité droite, ou plus largement des neutrinos stériles. L'existence du neutrino de Majorana ouvrirait une porte vers une nouvelle physique, et pourrait permettre d'expliquer l'origine de la matière dans

l'univers. Nous avons vu les différentes méthodes utilisées pour essayer de mesurer la masse du neutrino et la hiérarchie de masse. Cependant, les méthodes présentées précédemment ne sont pas sensibles à la nature du neutrino. La meilleure méthode connue à ce jour est l'étude de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos, qui est un processus de création de leptons. L'observation d'une telle décroissance impliquerait que le neutrino est de Majorana, celle-ci constituerait également une preuve directe de la violation du nombre leptonique, et serait la preuve d'une physique au-delà du Modèle Standard. La double décroissance bêta sans émission de neutrinos pourrait aussi constituer une voie d'accès supplémentaire pour contraindre la masse des neutrinos.

Chapitre 2

Double désintégration bêta sans émission de neutrinos

Quanto a me non faccio nulla di sensato, studio cioè la teoria dei gruppi con la ferma intenzione di impararla, simile in questo a quell'eroe di Dostoievski che un bel giorno cominciò a mettere da parte qualche spicciolo, con la persuasione di diventare presto ricco quanto Rothschild.

Ettore Majorana à Giovanni Gentile jr., le 22 décembre 1929

La double désintégration bêta sans émission de neutrinos est une décroissance extrêmement rare qui n'a jamais été observée. Ce processus est associé à la création de leptons, ce qui viole la conservation du nombre leptonique. Si une telle désintégration existe, le neutrino serait alors sa propre anti-particule et serait dit de Majorana, et entrouvrirait une porte vers la physique au-delà du Modèle Standard. La double désintégration bêta est un processus d'interaction faible du second ordre, qui ne peut devenir dominant que pour les noyaux où les interactions du premier ordre sont impossibles énergétiquement. Dans ce chapitre, nous verrons dans un premier temps la double désintégration bêta avec émission de neutrinos, puis la double désintégration bêta sans émission de neutrinos, et enfin le challenge que cela représente d'un point de vue expérimental et les expériences qui ont eu lieu ces dernières années ou auront lieu dans un futur proche.

2.1 Double désintégration bêta avec émission de neutrinos

La double désintégration bêta avec émission de neutrinos ($2\nu\beta\beta$) est un processus du second ordre de l'interaction faible prédit par Maria Goeppert-Mayer en 1935 [4], dans lequel un noyau (A,Z) décroît en un noyau isobare $(A,Z+2)$ avec deux protons supplémentaires en émettant deux électrons et deux antineutrinos électroniques.



Ce processus est possible pour les noyaux pair-pair, c'est-à-dire contenant un nombre pair de neutrons et de protons, pour lesquels la désintégration bêta simple n'est pas énergétiquement possible. Le noyau décroît alors vers un autre noyau pair-pair plus stable énergétiquement, comme indiqué sur la figure 2.1. Le diagramme de Feynman associé à cette désintégration est présenté figure 2.2.

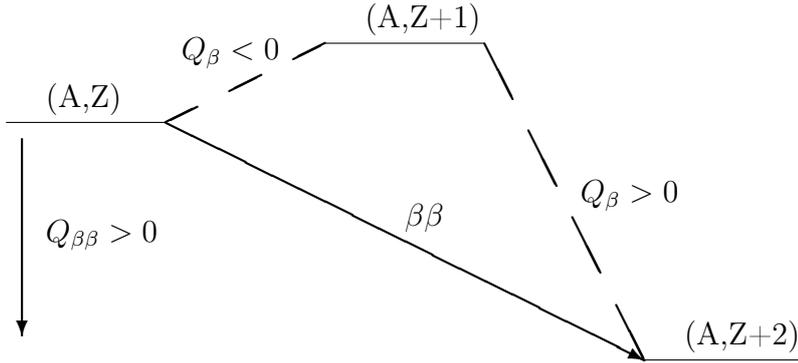


FIGURE 2.1 – Schéma de principe de la double désintégration bêta d'un noyau (A,Z) vers un noyau $(A,Z+2)$ plus stable énergétiquement. La désintégration simple β n'est pas énergétiquement permise vers le noyau $(A,Z+1)$.

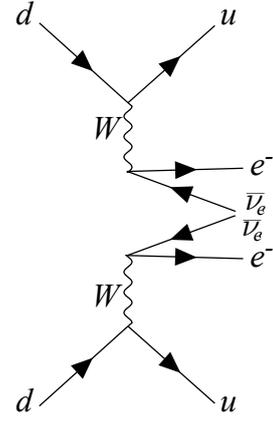


FIGURE 2.2 – Diagramme de Feynman de la double désintégration bêta avec émission de neutrinos.

Dans la nature, 35 noyaux sont théoriquement capables de réaliser ce processus, mais il n'a été observé que pour 9 isotopes pour le moment comme indiqué dans le tableau 2.1. Les demi-vies associées vont de 10^{18} ans à 10^{21} ans. Il est à noter que deux isotopes n'ont pas fait l'objet d'observation directe, à savoir le ^{238}U mesuré par radiochimie et le ^{128}Te mesuré par géochimie. L'observation directe de la double décroissance bêta du ^{238}U est quasiment impossible étant donné qu'il décroît également par désintégration α avec une demi-vie de 4×10^9 années. Concernant le ^{128}Te , les mesures géochimiques obtiennent des demi-vies de l'ordre de 10^{24} années [33]. On peut mentionner que l'expérience CUORE a pu récemment fixer une nouvelle limite sur le ^{128}Te , via une mesure directe, de $T_{1/2} > 3.6 \times 10^{24}$ années (90% C.I.) [78], avec donc une sensibilité proche de ce qui a été observé.

Isotope	$Q_{\beta\beta}$ [keV] [79]	Abondance Isotopique [80]	$T_{1/2}^{2\nu\beta\beta}$ [années] [33]
^{48}Ca	4272.26(404)	0.187(21)	$5.3^{+1.2}_{-0.8} \times 10^{19}$
^{76}Ge	2039.061(7)	0.0783(7)	$1.88 \pm 0.08 \times 10^{21}$
^{82}Se	2995.12(201)	0.0873(22)	$8.7^{+0.2}_{-0.1} \times 10^{19}$
^{96}Zr	3350.37(289)	0.0280(9)	$2.3 \pm 0.2 \times 10^{19}$
^{100}Mo	3034.40(17)	0.0967(20)	$7.06^{+0.15}_{-0.13} \times 10^{18}$
^{116}Cd	2813.50(13)	0.0749(18)	$2.69 \pm 0.09 \times 10^{19}$
^{130}Te	2526.97(23)	0.3408(62)	$7.91 \pm 0.21 \times 10^{20}$
^{136}Xe	2457.83(37)	0.088573(44)	$2.18 \pm 0.05 \times 10^{21}$
^{150}Nd	3371.38(20)	0.056(2)	$9.34 \pm 0.65 \times 10^{18}$

TABLE 2.1 – Émetteurs double bêta observés par mesure directe.

La double désintégration bêta présentée ici devrait être plus strictement notée $2\nu\beta^-\beta^-$, car elle correspond à deux désintégrations β^- qui auraient lieu simultanément, associées chacune à l'émission d'un électron. Cependant d'autres désintégrations du second ordre, similaires à la $2\nu\beta^-\beta^-$, existent

également. Ces désintégrations sont associées à l'émission de positrons, à savoir la double capture électronique (ECEC), la double désintégration bêta plus ($\beta^+\beta^+$), ou bien la combinaison des deux ($\beta^+\text{EC}$). Ces modes de désintégrations, avec ou sans émissions de neutrinos, sont cependant beaucoup moins étudiés. Il existe 34 noyaux qui peuvent effectuer ces désintégrations. La double capture électronique a été observée pour trois isotopes, le ^{78}Kr [81] [82], le ^{130}Ba [83] [84] (mesures géochimiques), et le ^{124}Xe [85]. Les autres modes n'ont eux, jamais été observés.

Par la suite, on se concentrera sur le mode $\beta^-\beta^-$, qui est généralement le mode sous-entendu lorsque que l'on parle de double désintégration bêta.

Théoriquement la demi-vie de la double désintégration bêta avec émission de neutrinos est donnée par :

$$\left(T_{1/2}^{2\nu}\right)^{-1} = G_{2\nu} \cdot |M_{2\nu}|^2 \cdot g_A^4, \quad (2.2)$$

où $G_{2\nu}$ est le facteur d'espace de phase, $M_{2\nu}$ est l'élément de matrice nucléaire et g_A la constante de couplage axial-vectoriel.

L'élément d'espace de phase est bien connu, et peut être calculé avec précision. La valeur de la constante de couplage utilisée généralement est 1.27, mais la question de la valeur de cette constante g_A est ouverte, et est adressée plus en détail dans la partie 2.2.1 et dans le chapitre 7. L'élément de matrice nucléaire n'est lui pas connu avec une grande précision. Le calcul de ces éléments de matrice nucléaire est relié au problème à N-corps, puisque la désintégration se déroule dans un noyaux contenant un grand nombre de nucléons qui interagissent les uns avec les autres. Les principes sur lesquels sont basés les calculs ainsi que les différents modèles nucléaires existants sont détaillés dans la partie 2.2.1, pour la double désintégration bêta sans émission de neutrinos. Cependant, pour la $2\nu\beta\beta$, la complexité est encore plus importante notamment car il faut considérer le ou les états virtuels du noyau intermédiaire.

Modèles SSD et HSD

Une incertitude concernant le processus lui-même existe à propos de l'état virtuel intermédiaire. En effet, même s'il est énergétiquement impossible pour un noyau (A,Z) de décroître vers un noyau (A,Z+1) lors de la $2\nu\beta\beta$, il est théoriquement nécessaire de décrire ce processus via l'état virtuel intermédiaire (A,Z+1) qui contient un nombre impair-impair de neutrons et de protons, comme indiqué sur la figure 2.3 pour l'exemple du ^{100}Mo . Or, on ne sait pas par quel état(s) virtuel(s) du noyau intermédiaire se déroule le processus.

L'énergie de cet état intermédiaire intervient dans le calcul de l'élément d'espace de phase ainsi que dans le calcul de l'élément de matrice nucléaire. Dans le cas le plus générique, il n'est théoriquement pas possible de calculer séparément l'élément d'espace de phase, des éléments de matrice nucléaire de l'équation 2.2. Pour la désintégration $2\nu\beta\beta$ vers l'état fondamental du noyau fils, il est possible d'écrire [86, 87] :

$$\left(T_{1/2}^{2\nu}\right)^{-1} = \frac{m_e}{8\pi^7 \ln(2)} (G_\beta m_e^2)^4 (g_A^4) I^{2\nu} \quad (2.3)$$

où $G_\beta = G_F \cos \theta_C$, avec G_F la constante de Fermi, et θ_C l'angle de Cabbibo, m_e est la masse de l'électron et $I^{2\nu}$ est un terme qui contient l'information sur la dépendance en énergie et l'amplitude de la transition. Plus précisément, on a :

$$I^{2\nu} \propto \int_0^{E_i - E_f - E_{e_1} - E_{e_2}} E_{\nu_1}^2 E_{\nu_2}^2 A^{2\nu} dE_{\nu_1}, \quad (2.4)$$

où E_i , E_f , E_{e_1} , E_{e_2} , E_{ν_2} , E_{ν_1} , sont les énergies des états initiaux et finaux, des électrons, et des antineutrinos respectivement. $A^{2\nu}$ est le terme relié aux éléments de matrice nucléaire Gamow-Teller

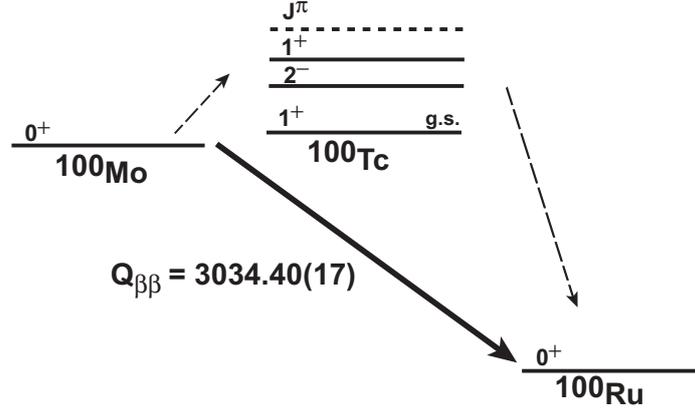


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de la double désintégration bêta du ^{100}Mo vers le ^{100}Ru via l'état virtuel intermédiaire du ^{100}Tc .

$M_{GT}^{K,L}$ puisque l'élément de Fermi est généralement négligé pour la $2\nu\beta\beta$. L'élément de matrice nucléaire s'écrit alors :

$$M_{GT}^{K,L} = m_e \sum_n M_n \frac{E_n - (E_i + E_f)/2}{(E_n - (E_i + E_f)/2)^2 - \epsilon_{K,L}^2}, \quad (2.5)$$

avec :

$$M_n = \langle 0_F^+ | \sum_m \tau_m^+ \vec{\sigma}_m | 1_n^+ \rangle \langle 1_n^+ | \sum_m \tau_m^+ \vec{\sigma}_m | 0_I^+ \rangle, \quad (2.6)$$

où $\langle 0_F^+ |$ est l'état du noyau final, $|1_n^+\rangle$ sont tous les états possibles du noyau intermédiaire, $|0_I^+\rangle$ est l'état du noyau initial, $\vec{\sigma}$ sont les matrices de Pauli, et τ^+ est la matrice reliée à l'isospin. Les énergies des leptons rentrent en compte dans l'élément de matrice nucléaire avec :

$$\epsilon_K = (E_{e_2} + E_{\nu_2} - E_{e_1} - E_{\nu_1})/2, \quad (2.7)$$

$$\epsilon_L = (E_{e_1} + E_{\nu_2} - E_{e_2} - E_{\nu_1})/2. \quad (2.8)$$

De cette manière, il n'est alors pas possible d'extraire l'élément d'espace de phase indépendamment de l'élément de matrice nucléaire, et donc il n'est pas possible d'extraire une forme spectrale indépendamment de l'élément de matrice nucléaire. Pour remédier à cela, deux hypothèses ou approximations sont généralement utilisées, ce sont les hypothèses SSD et HSD.

Dans le cas de l'hypothèse HSD (Higher State Dominance), on néglige les énergies des leptons, ce qui ne peut être correct que si les énergies des états intermédiaires par lesquels se déroule la désintégration sont bien plus grandes que les énergies des leptons. Dans ce cas, il est alors possible de simplifier l'élément de matrice nucléaire de l'équation 2.5 :

$$M_{GT}^{K,L} = M_{GT}^{2\nu} = m_e \sum_n \frac{M_n}{E_n - (E_i + E_f)/2}, \quad (2.9)$$

qui ne dépend alors plus de l'énergie des leptons. Il est alors possible de sortir le terme $A^{2\nu}$ de l'intégrale de l'équation 2.4. Et il est donc possible d'obtenir l'élément d'espace de phase indépendamment de l'élément de matrice nucléaire. Il reste cependant à évaluer M_n qui est une somme sur les états intermédiaires. Les modèles nucléaires ne sont cependant pas tous capables d'évaluer cette somme. Une

approximation dite de "closure energy" est alors généralement réalisée. Elle consiste alors à considérer une énergie moyenne, on écrit alors :

$$M_{GT}^{2\nu} = m_e \frac{\langle 0_F^+ | | \sum_{l,m} \tau_m^+ \tau_l^+ \vec{\sigma}_m \vec{\sigma}_l | | 0_I^+ \rangle}{\langle E_n \rangle}. \quad (2.10)$$

Cette approximation peut être justifiée dans le cas où il y a une dominance d'un état intermédiaire en particulier lors de la transition.

L'autre hypothèse est l'hypothèse SSD (Single State Dominance), où est considéré seulement l'état fondamental 1_1^+ de l'état intermédiaire. Cela permet de supprimer la somme des états virtuels intermédiaires, et permet là aussi d'écrire l'élément d'espace de phase indépendamment de l'élément de matrice nucléaire. En effet, en supprimant la somme \sum_n , on peut factoriser l'expression et donc sortir M_n ($n = 1$) de l'intégrale. Il reste dans l'intégrale le terme croisé des énergies du niveau intermédiaire et des énergies des leptons. En particulier, il est possible d'écrire :

$$M_{GT}^{K,L} = m_e \frac{\langle 0_F^+ | | \sum_m \tau_m^+ \vec{\sigma}_m | | 1_1^+ \rangle \langle 1_1^+ | | \sum_m \tau_m^+ \vec{\sigma}_m | | 0_I^+ \rangle (E_1 - (E_i + E_f)/2)}{(E_1 - (E_i + E_f)/2)^2 - \epsilon_{K,L}^2}. \quad (2.11)$$

Le dénominateur reste dans l'intégrale, mais le numérateur peut sortir. On peut alors calculer indépendamment la forme spectrale de l'élément de matrice nucléaire.

Dans le cadre de ces deux hypothèses, le spectre différentiel en énergie de la somme des deux électrons est affecté par le dénominateur, qui est égal à 1 pour l'hypothèse HSD, puisque E_N sort de l'intégrale, et égal à $(E_1 - (E_i + E_f)/2)^2 - \epsilon_{K,L}^2$ dans le modèle SSD.

Ces deux hypothèses peuvent, d'une certaine manière, être considérées comme des cas extrêmes, qui permettent de calculer l'élément d'espace de phase de manière indépendante, mais qui imposent des contraintes assez fortes sur la valeur de l'état intermédiaire. Le choix d'une de ces deux hypothèses a une certaine importance pour l'étude de la double désintégration bêta, car l'élément d'espace de phase contient l'information sur la forme du spectre, et peut par exemple impacter la mesure de la demi-vie. Cette question est adressée plus en détail dans le chapitre 5, où il est également considéré un modèle théorique, relativement récent, qui tente de décrire la $2\nu\beta\beta$ avec plus de précision. Il est alors important de considérer cette question pour les expériences étudiant la $2\nu\beta\beta$, car cela permet également de contraindre au mieux les modèles nucléaires pour la $0\nu\beta\beta$.

La double désintégration bêta peut également être réalisée vers un état excité du noyau final. Les demi-vies sont alors encore plus grandes, et ce type de désintégration n'a été observé que pour le ^{100}Mo [33] [88] et le ^{150}Nd [33]. Une mesure précise de ces désintégrations vers les états excités permet là aussi de contraindre au mieux les modèles nucléaires.

L'étude de la double désintégration bêta avec émission de neutrinos, même si elle n'ouvre pas la porte à une nouvelle physique, reste intéressante puisque le mécanisme reste relativement méconnu et elle permet de contraindre au mieux les modèles nucléaires. Il est alors important de savoir décrire la $2\nu\beta\beta$ pour obtenir des modèles nucléaires robustes qui pourraient permettre d'affiner la description de la $0\nu\beta\beta$.

2.2 Double désintégration bêta sans émission de neutrinos

La double désintégration bêta sans émission de neutrinos est un processus encore jamais observé. Elle a été proposée par Furry en 1939 [6]. Lors de ce processus, deux neutrons se transforment en deux protons et émettent deux électrons :

$$2n \rightarrow 2p + 2e^- \quad (2.12)$$

Ce processus entraîne directement la création de matière, brisant ainsi la conservation du nombre leptonique de deux unités ($\Delta L = 2$), et n'est donc pas autorisé par le Modèle Standard. Observer un tel processus impliquerait directement que le neutrino est une particule de Majorana, i.e. identique à sa propre antiparticule.

Lors de ce processus, les électrons emportent toute l'énergie disponible lors de la réaction, ceci permet d'un point de vue expérimental d'avoir un signal clair et très différent du signal $2\nu\beta\beta$, comme indiqué dans la section 2.3.1.

Ce processus est possible pour tous les émetteurs double bêta avec émission de neutrinos, voir tableau 2.1. Cette désintégration n'ayant jamais été observée, on ne sait pas comment elle est médiée. La manière la plus simple et la plus étudiée pour décrire cette décroissance, est de considérer qu'il y a un échange d'un neutrino léger de Majorana. Dans ce cas, le taux de désintégrations dépend de la masse du plus léger des neutrinos et donc de la hiérarchie de masse des neutrinos. On a alors le diagramme de Feynman figure 2.4.

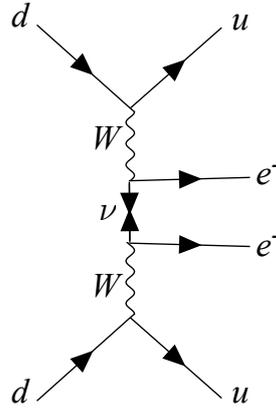


FIGURE 2.4 – Diagramme de Feynman de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos via l'échange d'un neutrino léger de Majorana.

2.2.1 Échange d'un neutrino de Majorana

Si la désintégration s'explique par l'échange d'un neutrino léger de Majorana, comme montré dans le diagramme de Feynman figure 2.4, alors le taux de désintégrations s'écrit :

$$\left(T_{1/2}^{0\nu}\right)^{-1} = g_A^4 \cdot G_{0\nu} \cdot |M_{0\nu}|^2 \cdot \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 / m_e^2, \quad (2.13)$$

où g_A est la constante de couplage axial-vectoriel ($= 1.27$ pour un nucléon libre), $G_{0\nu}$ est le facteur d'espace de phase, $M_{0\nu}$ est l'élément de matrice nucléaire, $m_{\beta\beta}$ est la masse effective du neutrino de Majorana, et m_e est la masse de l'électron. Comme pour le $2\nu\beta\beta$, le facteur d'espace de phase est connu avec précision au contraire de l'élément de matrice nucléaire. Les expériences de double bêta sont sensibles au taux de désintégrations qui peut ensuite être traduit en une valeur de masse effective du neutrino de Majorana. L'incertitude sur la détermination de cette masse serait alors liée à l'incertitude sur la mesure du taux de désintégrations, mais surtout à l'incertitude sur la valeur de l'élément de

Isotope	$G_{0\nu} [10^{-15} \text{ an}^{-1}]$
^{48}Ca	24.81
^{76}Ge	2.363
^{82}Se	10.16
^{96}Zr	20.58
^{100}Mo	15.92
^{116}Cd	16.70
^{130}Te	14.22
^{136}Xe	14.58
^{150}Nd	63.03

TABLE 2.2 – Éléments d'espace de phase $0\nu\beta\beta$ pour les émetteurs double bêta observés par mesure directe [79].

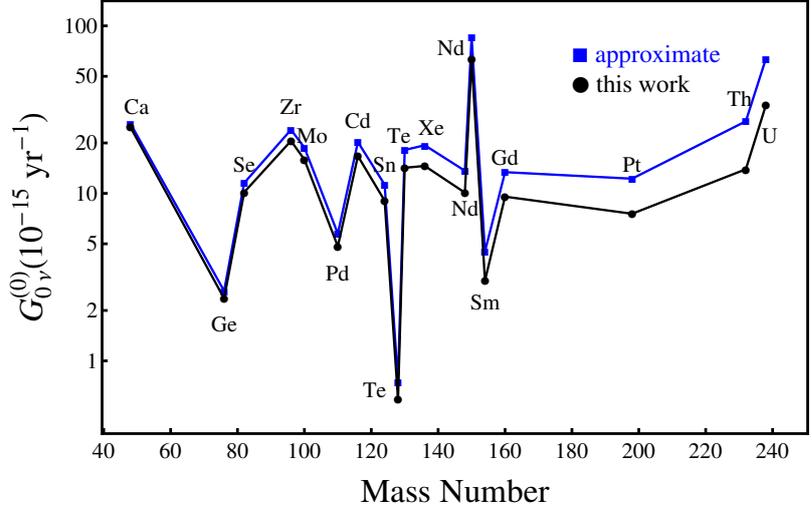


FIGURE 2.5 – Éléments d'espace de phase $G_{0\nu}$ calculés par [79] pour différents noyaux. Les points bleus correspondent aux résultats obtenus en utilisant une fonction d'onde de l'électron approximative.

matrice nucléaire. La question de la valeur de g_A soulevée ces dernières années a aussi un impact sur l'éventuelle mesure de $m_{\beta\beta}$. Les différents paramètres intervenant dans la formule 2.13 sont décrits plus en détail ci-dessous.

Élément d'espace de phase

L'élément d'espace de phase est bien connu et peut être calculé avec une grande précision pour chaque noyau. Il représente la cinématique de la désintégration, sa valeur dépend notamment de la valeur de $Q_{\beta\beta}$. En particulier son calcul est plus simple que pour la $2\nu\beta\beta$ car il n'y a pas de neutrinos émis, et donc il n'y a pas à prendre en compte leurs énergies. On peut exprimer l'espace de phase comme [79] :

$$G_{0\nu}(Q_{\beta\beta}, A) = \frac{(G_F \cos \theta_c)^4 \cdot m_e^2}{\ln 2 \cdot (2\pi)^5 \cdot R^2} \int_{m_e}^{Q_{\beta\beta} + m_e} p_1 p_2 E_1 E_2 F(E_1, E_2, R) dE_1, \quad (2.14)$$

où $R = r_0 \cdot A^{1/3}$, G_F est la constante de couplage de Fermi, θ_c est l'angle de mélange de Cabbibo, p_i et E_i sont respectivement les quantités de mouvement et l'énergie de l'électron i , et F une fonction de E_i et R . Les valeurs des espaces de phase pour les noyaux émetteurs double bêta observés sont répertoriées dans le tableau 2.2 et la figure 2.5. D'un point de vue expérimental, on est intéressé par les valeurs les plus grandes qui impliquent des demi-vies plus petites qui seraient plus simples à observer.

Élément de matrice nucléaire

Les éléments de matrice nucléaire ne sont pas connus avec une très bonne précision. C'est ce paramètre qui contient l'information sur le fait que la désintégration se déroule dans un noyau contenant un certain nombre de neutrons et de protons, faisant intervenir le problème à N-corps. L'élément de matrice nucléaire (NME), représente l'amplitude de la transition nucléaire de l'état initial vers l'état final. Le processus étant confiné dans le noyau, la quantité de mouvement est alors $q \sim \hbar c / fm \sim 200$

MeV pour un échange d'un neutrino léger de Majorana. De ce fait, certains modèles nucléaires utilisent l'approximation de "closure energy" comme pour la détermination des NME pour la $2\nu\beta\beta$. L'état intermédiaire possède des énergies des états excités de l'ordre de 10 MeV, et a donc un faible impact sur les calculs en comparaison avec la quantité de mouvement de transfert. Ainsi, de la même manière que pour la $2\nu\beta\beta$ les deux hypothèses SSD et HSD sont possibles, mais l'impact est beaucoup moins important, d'autant plus que l'état du noyau intermédiaire n'affecte pas la forme du spectre de la somme des énergies des deux électrons (puisque'elle est constante). L'élément de matrice nucléaire peut s'écrire :

$$M_{0\nu} = M_{0\nu}^{GT} - \left(\frac{g_V}{g_A}\right)^2 M_{0\nu}^F + M_{0\nu}^T, \quad (2.15)$$

où $M_{0\nu}^{GT}$ représente la transition Gamow-Teller, $M_{0\nu}^F$ la transition de Fermi, $M_{0\nu}^T$ le terme de tenseur, et $g_V = 1$ est la constante de couplage vectoriel.

Plusieurs modèles nucléaires existent et tentent de calculer les différents éléments de matrice nucléaire de l'équation 2.15. Les différents modèles reposent sur des approximations différentes et chacun à son avantage qui peut dépendre du type de noyau étudié.

- **Modèle en couche :**
Le modèle en couche (Shell Model) a été le premier modèle développé pour évaluer les éléments de matrice nucléaire. Il est basé sur l'approximation que les protons et les neutrons sont plongés dans un champ global créé par l'ensemble des nucléons.
- **QRPA :**
Les modèles QRPA (Quasiparticle Random-Phase Approximation) cherchent à décrire les noyaux au moyen d'états appariés particule-trou ou proton-neutron en fonction des modèles.
- **EDF :**
Le modèle EDF (Energy-Density Functionnal theory) décrit bien les propriétés des états fondamentaux des noyaux lourds. Il est également basé sur une description de champ moyen.
- **IBM :**
Le modèle IBM (Interacting Boson Model) utilise des symétries pour décrire le noyau comme une somme de bosons.
- **Ab initio :**
Les modèles ab initio tentent de traiter tous les nucléons du noyau et leurs interactions, en particulier les forces nucléons-nucléons. Ces modèles ont été développés récemment, et ont pour le moment pu effectuer les calculs pour les noyaux légers et ont obtenu une bonne description de ceux-ci.

Les valeurs calculées des NME pour chaque noyau émetteur double bêta sont répertoriées sur la figure 2.6 et le tableau 2.3 pour différents modèles nucléaires. On observe que les modèles nucléaires obtiennent des valeurs de NME du même ordre de grandeur mais relativement différentes, ce qui induit une incertitude assez large pour la détermination de la masse effective de Majorana par les expériences.

Constante de couplage axial-vectoriel

Dans le cadre de la double bêta, la valeur de la constante de couplage axial-vectoriel est usuellement choisie à 1.27 qui correspond à la valeur pour un nucléon libre [93, 94]. Cependant, la plupart des calculs des éléments de matrice nucléaire Gamow Teller pour la désintégration β et $2\nu\beta\beta$ sont surestimées par rapport à ce qui est mesuré expérimentalement [95, 96]. Cette incompatibilité est parfois résolue

Isotope	$M_{0\nu}$ [89]
^{48}Ca	0.30 – 2.71
^{76}Ge	2.66 – 6.34
^{82}Se	2.72 – 5.30
^{96}Zr	2.72 – 6.37 [90] [91]
^{100}Mo	3.84 – 6.59
^{116}Cd	3.1 – 5.43 [92] [91]
^{130}Te	1.37 – 6.41
^{136}Xe	1.11 – 4.77
^{150}Nd	1.71 – 5.46

TABLE 2.3 – Éléments de matrices nucléaires pour les modèles QRPA, EDF, IBM, et modèle en couche pour les émetteurs double bêta observés par mesure directe.

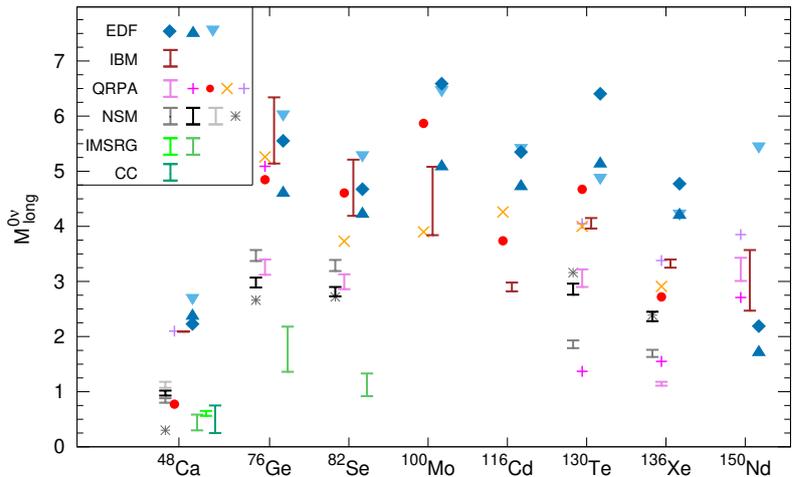


FIGURE 2.6 – Éléments de matrice nucléaire $M_{0\nu}$ pour la $0\nu\beta\beta$ dans le cadre d'un échange d'un neutrino léger de Majorana, calculés par différents modèles nucléaires.[89]

en modifiant la valeur de g_A . Cette renormalisation de g_A peut avoir plusieurs origines, comme un effet du milieu nucléaire ou une déficience des approches nucléaires sur le problème à N corps [95]. Il est à remarquer que les renormalisations de g_A sont observées en utilisant des modèles nucléaires différents et en étudiant des processus différents (désintégration β GT, désintégration β interdite non-unique, désintégration $\beta\beta$) et des noyaux qui ont des masses différentes [96]. La valeur de $g_A = 1.27$ correspondant à la valeur pour un nucléon libre, il se pourrait que cette valeur soit différente pour les désintégrations qui ont lieu dans un noyau. Par ailleurs, les désintégrations β dans les noyaux légers ($A < 12$) sont bien décrits avec les méthodes ab initio avec un $g_A = 1.27$. Il est difficile de savoir si cette renormalisation de g_A est intrinsèquement liée au g_A ou aux méthodes de calcul des éléments de matrice nucléaire. Il pourrait être alors possible que g_A soit différent pour chaque type de désintégration ou chaque noyaux. Récemment il a été proposé que certains noyaux émetteurs β ont une forme spectrale qui dépend de la valeur de g_A [97], ce qui permet alors expérimentalement d'accéder à un degré de liberté supplémentaire pour contraindre cette valeur, en plus de la mesure de la demi-vie. En particulier le ^{113}Cd est un candidat intéressant et fait l'objet d'une étude dans le chapitre 7. Une bonne description des propriétés des noyaux est nécessaire pour accéder à $m_{\beta\beta}$, cela passe notamment d'abord par une bonne reproduction des désintégrations β et $2\nu\beta\beta$. Dans ce contexte, il est également intéressant d'étudier la capture muonique [98] :

$${}^A_Z X + \mu^- \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \nu_\mu. \quad (2.16)$$

Dans cette réaction, la quantité de mouvement mise en jeu est de l'ordre de la masse du muon $m_\mu = 105$ MeV et proche de la valeur de la quantité de mouvement de transfert de la $0\nu\beta\beta$. En particulier, il est très intéressant d'étudier cette capture muonique sur un noyau final de la $0\nu\beta\beta$ pour les calculs d'éléments de matrice nucléaire et la détermination de g_A . Récemment une première expérience étudiant le ^{100}Mo a été réalisée [99] et sera poursuivie par la collaboration OMC4DBD/MONUMENT [100].

Masse effective du neutrino de Majorana

La masse effective de Majorana $m_{\beta\beta}$ est reliée à la masse absolue des neutrinos, c'est le paramètre auquel les expériences veulent accéder. La masse effective du neutrino de Majorana dépend de différents paramètres de la matrice de mélange PNMS :

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_{i=1}^3 |U_{ei}^2| e^{i\phi_i} m_i \right|, \quad (2.17)$$

où U_{ei} est la première ligne de la matrice PNMS (équation 1.21), m_i sont les états propres de masse des neutrinos, et ϕ_i sont les phases de Majorana auxquelles les expériences d'oscillation du neutrino ne peuvent accéder, et ne sont donc pas connues. On peut écrire explicitement :

$$m_{\beta\beta} = \left| \cos^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} m_1 + \sin^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} e^{i\phi_2} m_2 + \sin^2 \theta_{13} e^{-2i\delta_{CP}} e^{i\phi_3} m_3 \right|. \quad (2.18)$$

Il est possible d'exprimer la masse effective de Majorana en fonction de la masse du plus léger des neutrinos, comme montré figure 2.7, qui dépend également de la hiérarchie de masse des neutrinos.

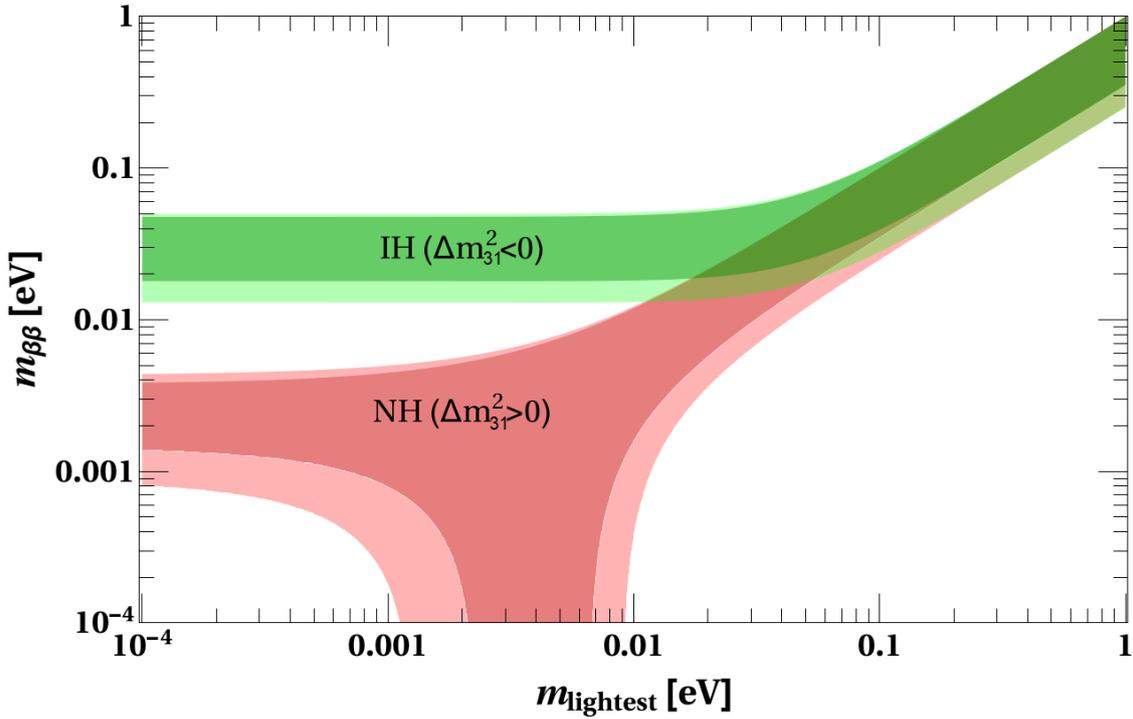


FIGURE 2.7 – $m_{\beta\beta}$ en fonction du plus léger des neutrinos pour le cas de la hiérarchie normale, $\Delta m_{31}^2 > 0$, et la hiérarchie inverse, $\Delta m_{31}^2 < 0$. L'étalement des bandes est dû à la non-connaissance des phases de Majorana, les zones plus claires correspondent à l'incertitude à 3σ due à la propagation des incertitudes sur les paramètres d'oscillation des neutrinos [101].

Hiérarchie normale

En considérant la hiérarchie de masse normale des neutrinos (voir figure 1.2), et sachant que $\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{32}^2$, on peut écrire la masse effective de Majorana en fonction de la masse du plus

léger des neutrinos (m_1 dans ce cas) :

$$m_{\beta\beta} \approx \left| \cos^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} m_1 + \sin^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} e^{i\phi_2} \sqrt{m_1^2 + \Delta m_{12}^2} + \sin^2 \theta_{13} e^{-2i\delta_{CP}} e^{i\phi_3} \sqrt{m_1^2 + \Delta m_{32}^2} \right|. \quad (2.19)$$

Si $m_1^2 \gg \Delta m_{32}^2 \gg \Delta m_{12}^2$, soit $m_1 > 10^{-1}$ eV, on a alors $m_1 \approx m_2 \approx m_3$, et sachant que θ_{13} est très petit ($\sin^2 \theta_{13} \ll m_1$ et $\cos^2 \theta_{13} \approx 1$), on a :

$$m_{\beta\beta} \approx \left| \cos^2 \theta_{12} m_1 + \sin^2 \theta_{12} e^{i\phi_2} m_1 \right|, \quad (2.20)$$

où le troisième terme de l'équation 2.18 est négligé. $m_{\beta\beta}$ ne dépend alors que de la phase de Majorana ϕ_2 . On peut considérer deux cas extrêmes, si $\phi_2 = 0$ alors $m_{\beta\beta} = m_1$, et si $\phi_2 = \pi$ alors $m_{\beta\beta} = m_1 \cos(2\theta_{12})$. C'est pour cela qu'on observe une droite sur la figure 2.7 pour $m_1 > 10^{-1}$ eV, l'élargissement est dû au fait qu'on ne connaît pas la valeur de la phase ϕ_2 .

Au contraire si $m_1^2 \ll \Delta m_{12}^2 \ll \Delta m_{32}^2$, soit $m_1 < 10^{-3}$ eV, on a $m_2 \approx \sqrt{\Delta m_{12}^2}$, et $m_3 \approx \sqrt{\Delta m_{32}^2}$. En négligeant m_1 par rapport aux autres masses on a :

$$m_{\beta\beta} \approx \left| \sin^2 \theta_{12} e^{i\phi_2} \sqrt{\Delta m_{12}^2} + \sin^2 \theta_{13} e^{-2i\delta_{CP}} e^{i\phi_3} \sqrt{\Delta m_{32}^2} \right|. \quad (2.21)$$

$m_{\beta\beta}$ ne dépend alors plus de m_1 , comme on peut le voir sur la figure 2.7. Par ailleurs, on remarque sur cette même figure, une zone entre $m_1 = 10^{-3}$ eV et $m_1 = 10^{-2}$ eV où il est possible d'avoir $m_{\beta\beta} = 0$ seulement pour une combinaison particulière des valeurs des phases de Majorana.

Hierarchie inverse

En considérant cette fois la hiérarchie de masse inverse des neutrinos (voir figure 1.2), et toujours en sachant que $\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{32}^2$, on peut écrire la masse effective de Majorana en fonction de la masse du plus léger des neutrinos (ici m_3) :

$$m_{\beta\beta} \approx \left| (\cos^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} + \sin^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} e^{i\phi_2}) \sqrt{m_3^2 + \Delta m_{32}^2} + \sin^2 \theta_{13} e^{-2i\delta_{CP}} e^{i\phi_3} m_3 \right|. \quad (2.22)$$

De la même manière que précédemment, on considère le cas où $m_3^2 \gg \Delta m_{32}^2 \gg \Delta m_{12}^2$, soit $m_3 > 10^{-1}$ eV, et θ_{13} très petit, ce qui nous permet d'obtenir :

$$m_{\beta\beta} \approx \left| \cos^2 \theta_{12} m_3 + \sin^2 \theta_{12} e^{i\phi_2} m_3 \right|. \quad (2.23)$$

On observe alors la même tendance que pour la hiérarchie normale, c'est pour cela que dans cette gamme d'énergie les deux hiérarchies sont quasiment dégénérées sur la figure 2.7.

Au contraire si $m_3^2 \ll \Delta m_{12}^2 \ll \Delta m_{32}^2$, soit $m_3 < 10^{-3}$ eV, on a $m_2 \approx \sqrt{\Delta m_{32}^2}$, et $m_3 \approx \sqrt{\Delta m_{32}^2}$. En négligeant m_3 par rapport aux autres masses et toujours avec θ_{13} très petit, on a :

$$m_{\beta\beta} \approx \left| (\cos^2 \theta_{12} + \sin^2 \theta_{12} e^{i\phi_2}) \sqrt{\Delta m_{32}^2} \right|. \quad (2.24)$$

$m_{\beta\beta}$ ne dépend plus de m_3 , et tend alors vers une asymptote élargie notamment par l'incertitude sur la phase de Majorana ϕ_2 .

Ainsi la détermination de la hiérarchie de masse des neutrinos par les expériences d'oscillation pourra permettre de contraindre les valeurs possibles de $m_{\beta\beta}$.

2.2.2 Autres modèles

L'échange d'un neutrino léger de Majorana n'est pas le seul moyen d'expliquer la $0\nu\beta\beta$. En effet, d'autres mécanismes pourraient permettre d'expliquer cette désintégration. Dans ce cas, la mesure de la demi-vie de la $0\nu\beta\beta$ ne donnerait plus une indication sur la masse des neutrinos, mais donnerait une indication sur un autre type de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard. En prenant en compte ces différents mécanismes, on peut écrire de manière générale le taux de $0\nu\beta\beta$ comme :

$$\left(T_{1/2}^{0\nu}\right)^{-1} = \sum_i G_{0\nu}^i \cdot |M_{0\nu}^i|^2 \cdot \eta_i^2, \quad (2.25)$$

avec η_i le paramètre de la nouvelle physique, différent pour chaque mécanisme. C'est ce paramètre que pourraient contraindre les expériences de $0\nu\beta\beta$, en connaissant les éléments de matrice nucléaire associés à chaque mécanisme. Cependant, la $0\nu\beta\beta$ pourrait aussi être expliquée par une combinaison de ces mécanismes. Un des mécanismes consiste en l'émission d'un ou plusieurs Majorons [102] [103] [104], qui seraient des bosons émis lors de l'échange d'un neutrino léger de Majorana, voir figure 2.8. Le signal d'un tel mécanisme serait visible par la modification de la forme du spectre en énergie des deux électrons émis qui auraient alors un spectre continu. La distorsion du spectre par rapport au spectre $2\nu\beta\beta$ serait caractérisée par l'indice spectral n , qui intervient dans l'élément d'espace de phase, soit $G \sim (Q_{\beta\beta} - T)^n$, où T est la somme des énergies des deux électrons. Pour la $2\nu\beta\beta$ l'indice spectral est $n = 5$, ainsi l'observation d'un spectre avec $n \neq 5$ serait la preuve d'une nouvelle physique.

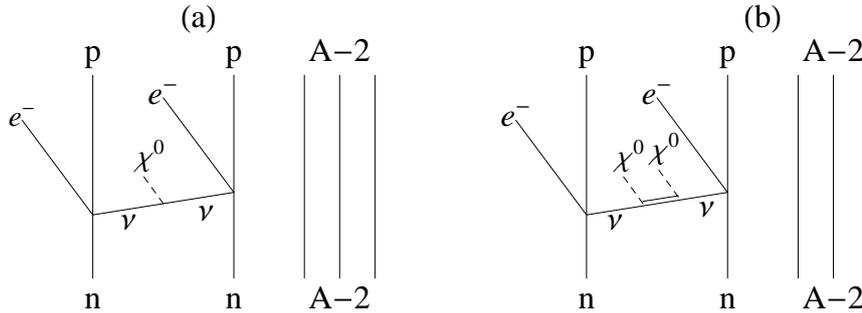


FIGURE 2.8 – Diagrammes de Feynman de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos via l'échange d'un neutrino de Majorana et l'émission d'un (a) ou de deux (b) Majorons.

2.3 Défi expérimental

La double désintégration bêta sans émission de neutrinos n'a jamais été observée, et serait un événement extrêmement rare avec des demi-vies pouvant aller au-delà de 10^{27} années. Cette observation constitue un véritable défi pour les expériences.

2.3.1 Signal

Expérimentalement, la recherche de la $0\nu\beta\beta$ est réalisée par la détection des deux électrons émis lors de la décroissance. En effet, la somme des énergies cinétiques des deux électrons émis doit être égale

à la "Q-value" qui est identique à celle de la double désintégration bêta avec émission de neutrinos présenté précédemment,

$$Q_{\beta\beta} = (m(A, Z) - m(A, Z + 2) - 2m_e) c^2. \quad (2.26)$$

En mesurant cette somme des deux énergies, on doit alors observer un pic au niveau de $Q_{\beta\beta}$, voir figure 2.9, qui est donc un signal très clair et très différent de la $2\nu\beta\beta$, où la somme des énergies cinétiques des électrons donne un spectre continu. C'est ce signal que cherchent les expériences de double bêta. Par ailleurs, certaines expériences peuvent être sensibles à d'autres types de signaux, en mesurant par exemple les énergies individuelles des électrons et leur corrélation angulaire. De manière simpliste, la recette pour une expérience de double bêta réussie repose sur la capacité des détecteurs à détecter toutes les potentielles décroissance double bêta, à reconstruire la bonne énergie des électrons, à observer un grand nombre de noyaux émetteurs double bêta pendant un temps long, et à diminuer autant que possible tout évènement différent de la $0\nu\beta\beta$ pouvant produire un signal analogue à celle-ci, à savoir un dépôt d'énergie autour de $Q_{\beta\beta}$.

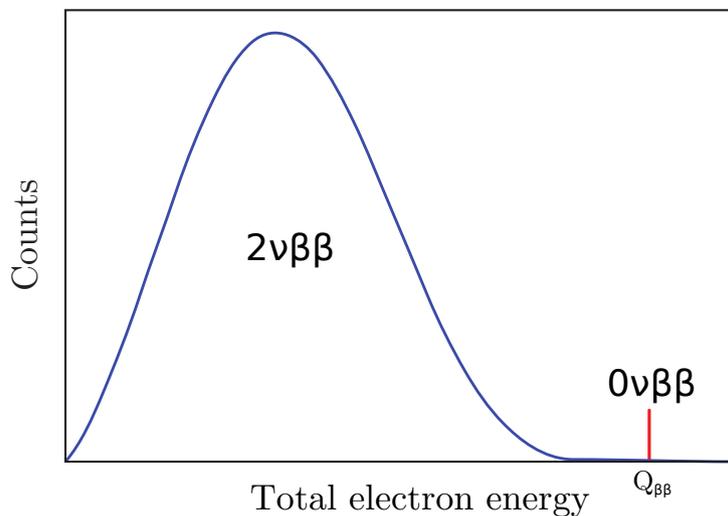


FIGURE 2.9 – Schéma de principe du signal des expériences de double bêta. La $2\nu\beta\beta$ produit un spectre continu de la somme des énergies des deux électrons. Au contraire la $0\nu\beta\beta$ doit produire un pic au niveau de $Q_{\beta\beta}$.

Dans la suite de cette section, les paramètres important pour la détection ainsi que les bruits de fond potentiels sont détaillés dans le cadre des expériences n'étant sensibles qu'à la somme en énergie des deux électrons.

2.3.2 Détection

Pour détecter le signal, il est tout d'abord important d'avoir une bonne résolution énergétique. La résolution énergétique représente la capacité d'un détecteur à reconstruire précisément l'énergie déposée. Elle est caractéristique de la technologie utilisée par les détecteurs. Plus cette résolution énergétique est bonne, plus la région dans laquelle on cherche le signal peut être petite, ce qui facilite l'analyse vis à vis du bruit de fond notamment. La résolution est surtout importante pour différencier le signal de la $0\nu\beta\beta$ de la fin du spectre $2\nu\beta\beta$ ou pour tout pic γ ayant une énergie proche de la Q-value. La résolution est généralement exprimée en termes de largeur à mi-hauteur (FWHM), déterminée à partir des raies γ où $\text{FWHM} = 2.355 \sigma$. De plus, il est important d'avoir une bonne efficacité de détection

des électrons. On peut différencier deux types d'efficacité, l'une est l'efficacité de confinement, reliée au fait que l'électron va ou non déposer son énergie dans le détecteur. En particulier, il est possible que l'électron ne dépose que partiellement son énergie dans le détecteur ce qui peut aussi influencer sur la résolution énergétique. Pour maximiser cette efficacité de confinement, il faut utiliser des expériences de type source = détecteur. L'autre efficacité est celle de l'analyse, qui est liée aux coupures appliquées pour supprimer les évènements de bruit de fond.

2.3.3 Bruit de fond

Le bruit de fond consiste en tout type d'évènements qui peut imiter un signal double bêta. Étant donné que la plupart des expériences cherchent un pic au niveau de la Q-value, tout évènement déposant une énergie proche de celle-ci constitue un bruit de fond, et il en existe plusieurs types.

Rayons cosmiques

Les rayons cosmiques peuvent produire un bruit de fond direct et indirect pour les expériences de $0\nu\beta\beta$. Direct, puisque les muons du rayonnement cosmique peuvent produire un dépôt d'énergie dans les détecteurs de l'ordre de la Q-value. Au niveau du sol, cela constituerait le bruit de fond dominant pour les expériences. Pour éviter ce bruit de fond, les dispositifs expérimentaux sont installés dans des laboratoires souterrains où les flux de muons sont réduits de plusieurs ordres de grandeur. Cependant les quelques kilomètres de roches ne suffisent pas nécessairement pour que ce bruit de fond soit négligeable, et il est souvent important d'utiliser des vetos à muons qui peuvent consister en des scintillateurs plastiques qui entourent les détecteurs, ou bien un volume d'eau qui permet de détecter les muons par effet Cerenkov.

Les rayons cosmiques peuvent aussi induire un bruit de fond indirect par spallation. Ceux-ci produisent des jets de particules qui peuvent induire des processus nucléaires secondaires, comme de la fission ou à nouveau de la spallation, ce qui va se traduire par la production de noyaux cosmogéniques. Certains de ces noyaux produits du fait des rayons cosmiques peuvent se désintégrer et potentiellement provoquer une chaîne de désintégrations pouvant produire un bruit de fond. Cette production de noyaux cosmogéniques peut avoir lieu en surface, elle est alors majoritairement induite par les neutrons du rayonnement cosmique mais peut aussi être générée par fission induite, ou par capture [105]. Les cosmogéniques sont alors produits lors de la fabrication des détecteurs eux-mêmes, ou la fabrication de tout autre composant du dispositif expérimental qui aurait lieu en surface. Dans ce cas, des cosmogéniques de demi-vie courte ne poseront pas de problèmes, puisqu'après un certain temps en laboratoire souterrain, tous les noyaux auront décré. Les cosmogéniques de plus grande demi-vie peuvent donc constituer un bruit de fond, c'est pour cela que les expériences tentent de limiter l'exposition des matériaux constituant l'expérience au niveau du sol. Pour autant, il est possible que l'activation cosmogénique ait lieu en souterrain par les muons. Pour les cosmogéniques de courte demi-vie, de l'ordre de quelques minutes, il est possible de faire une coïncidence entre le muon et la particule β ou γ émise pour éliminer ce bruit de fond.

La dernière source de bruit de fond potentielle provient des muons qui font de la spallation dans la roche ou dans les matériaux du blindage, qui peut produire un bruit de fond neutron.

Radioactivité naturelle

La source la plus commune de radioactivité naturelle vient des chaînes de désintégrations du ^{232}Th et du ^{238}U . Ces chaînes peuvent produire des particules β , α , et γ sur une grande gamme d'énergie. La

figure 2.10 représente les chaînes de désintégrations du ^{238}U et du ^{232}Th , avec la liste des particules α d'une intensité supérieure à 1%, des particules γ d'une intensité supérieure à 5 %, ou proche de la Q -value, et des particules β pour lesquelles $Q_\beta \gtrsim 2$ MeV. Les α ont des énergies majoritairement comprises entre 4 et 7 MeV, alors que les β ont généralement des énergies inférieures à 2 MeV, avec l'exception du ^{214}Bi pour lequel $Q_\beta = 3.3$ MeV et du ^{208}Tl pour lequel $Q_\beta = 5.0$ MeV. Les α d'une énergie $E_\alpha > Q_{\beta\beta}$ peuvent produire un bruit de fond, notamment dans le cas où ceux-ci ne déposent qu'une partie de leur énergie. Les β ont un spectre continu et si $Q_\beta > Q_{\beta\beta}$ ils peuvent aussi constituer un bruit de fond. Les γ ayant une énergie proche de $Q_{\beta\beta}$ peuvent créer un bruit de fond s'ils déposent toute leur énergie, mais si leur énergie est plus élevée ils peuvent alors créer un bruit de fond par diffusion Compton. Certaines décroissances produisent plusieurs γ en cascade, où les temps de désexcitation entre chaque γ sont très courts. Étant donné que les résolutions temporelles expérimentales sont généralement incapables de distinguer deux γ en cascade, on peut considérer que ces décroissances sont simultanées. Les particules γ sont pour la même raison émises simultanément avec le β correspondant, ainsi, en fonction de l'origine de la désintégration et du type de détecteur, les énergies associées peuvent se sommer, et provoquer un bruit de fond dans la région d'intérêt, comme par exemple le ^{208}Tl qui possède un γ à 2615 keV avec un rapport d'embranchement de 100 %. On appelle ce type d'évènement "empilement".

Le radium a des caractéristiques chimiques très différentes de l'uranium et du thorium. Il est alors possible que ces éléments ne soient pas à l'équilibre avec le haut de leur chaîne respective, notamment pour le ^{228}Ra et le ^{226}Ra qui ont des demi-vies relativement grandes. Le radon est un gaz noble présent naturellement dans l'air, dont l'isotope ayant la plus grande demi-vie est le ^{222}Rn ($T_{1/2} = 3.8$ jours). Celui-ci peut facilement se fixer sur les surfaces durant la manipulation ou la construction des détecteurs. Étant donné sa courte demi-vie, il se désintègre rapidement et ne constitue généralement pas lui-même un bruit de fond. Cependant, cela va provoquer une accumulation de ^{210}Pb qui a lui une demi-vie de 22 années. De ce fait, il est souvent considéré que le ^{210}Pb n'est pas à l'équilibre avec le haut de la chaîne. On considère également que le ^{238}U n'est pas à l'équilibre avec ^{234}U étant donné sa grande demi-vie, et lui-même, pas à l'équilibre avec le ^{230}Th qui a lui aussi une grande demi-vie. Dans la chaîne du ^{232}Th , le ^{212}Bi décroît vers le ^{212}Po qui a une demi-vie extrêmement courte (299 ns). Or, certains détecteurs n'ont pas une résolution temporelle suffisante pour observer les deux évènements indépendamment. Dans le cas d'une contamination interne, la particule α émise par le ^{212}Po se somme alors à l'énergie déposée par la décroissance du ^{212}Bi . Un cas de figure similaire peut se produire dans la chaîne de l'uranium avec le ^{214}Bi et le ^{214}Po , avec cette fois une demi-vie un peu plus grande (164 μs). Au contraire, si les détecteurs ont une résolution temporelle qui leur permet de distinguer les deux désintégrations, cela peut permettre de réduire le bruit de fond grâce à la corrélation temporelle. On nomme ces deux types d'évènements des Bi-Po.

Pour diminuer au maximum cette source de bruit de fond, il est alors très important que les détecteurs et les composants autour d'eux soient radiopures. Une attention particulière est alors portée sur le choix des matériaux, leur fabrication et leur éventuelle purification. Pour guider au mieux ces choix, il est important de mesurer la pureté de ces matériaux, cela peut être fait de différentes manières, notamment par spectroscopie gamma ou par spectroscopie de masse. Cette dernière méthode sépare les différentes espèces chimiques par leur rapport masse sur charge. La méthode de spectrométrie de masse à plasma à couplage inductif (ICPMS) est en particulier largement utilisée. L'avantage est qu'il est possible d'obtenir une mesure de la radiopureté au bout de quelques heures avec un petit échantillon mais cette méthode n'est sensible qu'aux isotopes de longue demi-vie comme le ^{238}U et le ^{232}Th et pas les noyaux de leurs sous-chaînes respectives. La spectroscopie gamma est effectuée avec des détecteurs germaniums de haute pureté (HPGe) souvent opérés en laboratoire souterrain. Par rapport à la méthode ICPMS, elle a l'avantage d'être non-destructive. En mesurant les raies γ

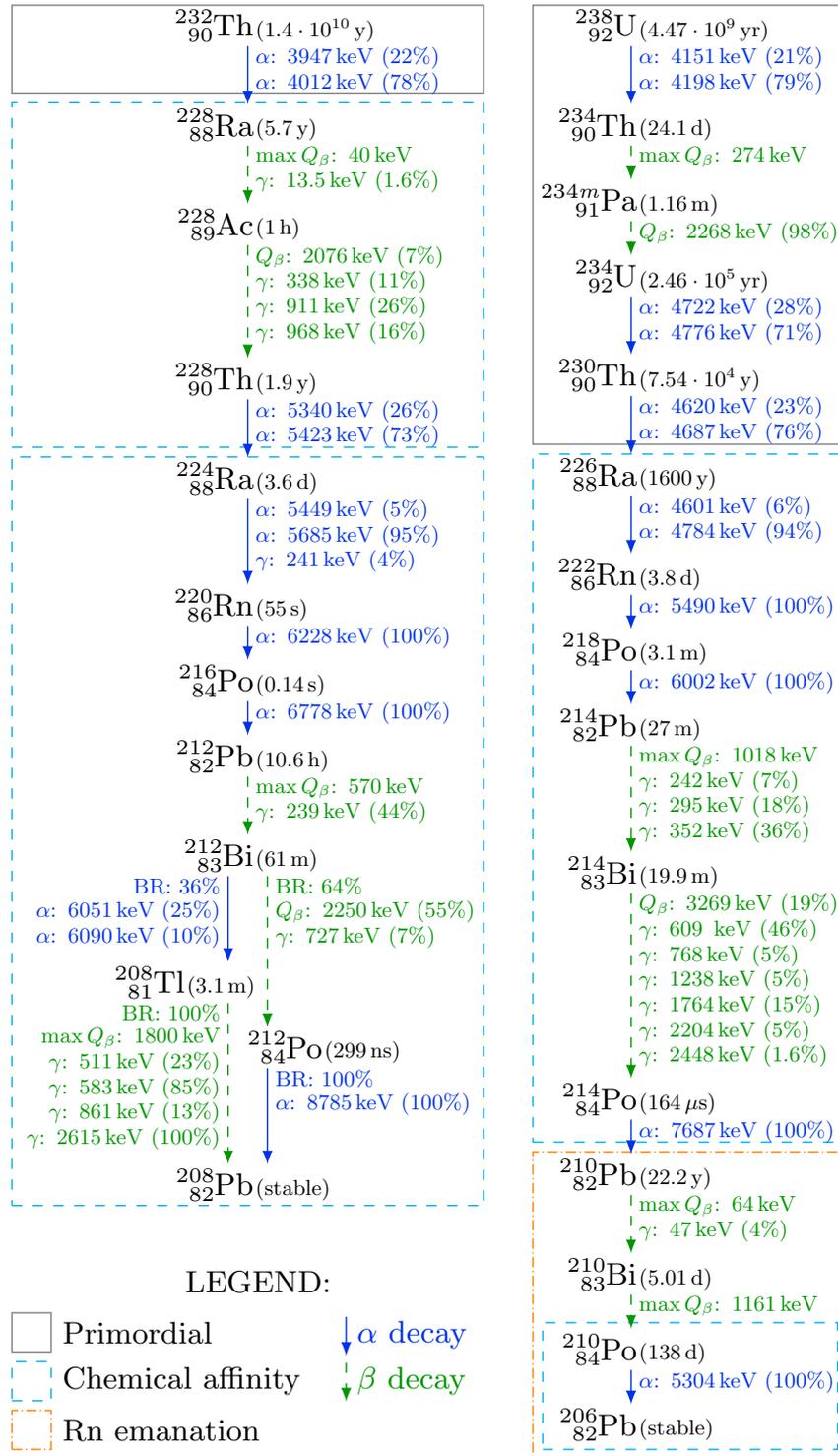


FIGURE 2.10 – Chaînes de désintégrations du ^{232}Th et du ^{238}U . Le schéma représente les particules α d’une intensité supérieure à 1%, les particules γ d’une intensité supérieure à 5 %, ou proche de la Q-value, et les particules β pour lesquelles $Q_\beta \gtrsim 2$ MeV. Les pointillés bleus indiquent les noyaux parfois considérés à l’équilibre avec le noyau du radium plus haut dans la chaîne. Les pointillés oranges représentent les noyaux à l’équilibre avec le ^{210}Po dû au ^{222}Rn . [89]

elle peut établir l'activité des différents éléments de la chaîne. Il est par ailleurs important de réduire également la quantité de radon, en particulier, les détecteurs ou les éléments du dispositif expérimental, sont souvent assemblés et conservés dans des environnements réduits en radon. Une partie des bruits de fond de la radioactivité naturelle peut également être réduite grâce aux corrélations temporelles des décroissances. Les caractéristiques des particules α étant relativement différentes des β (masse, parcours moyen, scintillation), il est souvent possible de réduire cette source de bruit de fond.

Radioactivité anthropogénique

La radioactivité peut être induite par des accidents nucléaires ou des essais nucléaires. Les noyaux produits peuvent se désintégrer et provoquer une chaîne de désintégrations avec des particules β et γ qui peuvent être dangereuse avec des demi-vies relativement grandes. On peut par exemple citer le $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$, le ^{137}Cs , le ^{134}Cs , ou le ^{110m}Ag provenant des accidents de Chernobyl (1986) et de Fukushima (2011) [106, 107].

Neutrons

Les neutrons peuvent être produits de différentes manières : par spallation des muons du rayonnement cosmique, par des réactions (α, n) , et par fission spontanée, majoritairement du ^{238}U . Ces neutrons peuvent à la fois être produits dans le dispositif expérimental ou dans la roche autour de l'expérience. Les neutrons produits par fission spontanée et réaction (α, n) ont des énergies en dessous de ~ 10 MeV, mais ceux produits par spallations, donc par les muons, ont des énergies qui peuvent atteindre plusieurs GeV. Il est possible d'utiliser des épaisseurs de polyéthylène ou d'eau pour absorber le flux de neutrons < 10 MeV d'origine externe, mais les plus énergétiques peuvent atteindre les détecteurs. Le bruit de fond dans la région d'intérêt vient surtout des réactions (n, γ) , qui produisent des γ avec des énergies pouvant aller jusqu'à 10 MeV, ou de l'activation cosmogénique comme présenté précédemment.

Neutrinos

Les neutrinos pourraient constituer une source de bruit de fond irréductible. Le spectre des neutrinos solaires est composé de différentes contributions dépendantes des réactions nucléaires dans le soleil, et les neutrinos peuvent atteindre des énergies > 10 MeV. Les neutrinos peuvent effectuer plusieurs types d'interactions produisant un bruit de fond, par diffusion élastique (ES) :

$$\nu + e^- \rightarrow \nu + e^- . \quad (2.27)$$

L'électron est diffusé par le neutrino et crée un spectre continu de l'énergie de l'électron jusqu'à environ 19 MeV qui correspond à la fin du spectre des neutrinos solaires. Le bruit de fond attendu est alors de l'ordre de $\sim 2 \cdot 10^{-7}$ coups/keV/kg/an [108], en considérant la masse totale du détecteur.

Les neutrinos peuvent également interagir via les interactions de courant chargé (CC) [109] [110], et provoquer une réaction bêta inverse sur le noyau émetteur double bêta :

$${}^Z A + \nu_e \rightarrow {}^{Z+1} A + e^- . \quad (2.28)$$

Le noyau ainsi produit correspond donc au noyau intermédiaire de la double bêta qui peut se désintégrer par décroissance bêta sur le noyau final de la $0\nu\beta\beta$:

$${}^{Z+1} A \rightarrow {}^{Z+2} A + e^- + \nu_e . \quad (2.29)$$

Lors de la réaction bêta inverse, si $E_\nu \sim m_{A,Z+1} - m_{A,Z} + Q_{\beta\beta}$ alors cela peut constituer un bruit de fond. Ensuite la désintégration bêta simple produit un bruit de fond étant donné que $Q_\beta > Q_{\beta\beta}$, avec un bruit de fond de l'ordre de $10^{-6} - 10^{-4}$ coups/keV/kg/an [109] [110] dans la région d'intérêt, en considérant la masse totale en isotope émetteur double bêta. Il est possible de réduire ce bruit de fond grâce à sa topologie (corrélation temporelle, dépôt d'énergie multiple) dans la plupart des expériences.

$2\nu\beta\beta$

La résolution énergétique peut provoquer un bruit de fond venant de la fin du spectre $2\nu\beta\beta$. De plus, pour les émetteurs ayant la demi-vie la plus courte, il est possible d'observer un "pile-up", correspondant à deux événements $2\nu\beta\beta$ avec une différence de temps plus petite que la résolution temporelle du détecteur. Les deux événements ne sont alors pas distingués, et le détecteur mesure la somme énergétique de ces deux événements, ce qui peut constituer un bruit de fond non-négligeable.

Pour réduire au mieux ces différents bruits de fond, les expériences sont généralement installées en souterrain, et entourées de blindages qui permettent de réduire notamment les bruits de fond γ et neutron. Pour réduire le bruit de fond γ , on utilise des épaisseurs de plomb ou de cuivre, qui doivent être eux-mêmes radiopures. Certaines technologies de détecteurs permettent d'effectuer une analyse sur la partie centrale de leur détecteur, leur partie externe permettant alors de protéger l'intérieur. Des blindages actifs, comme les vetos à muons sont largement utilisés. Les différentes particules n'ont pas les mêmes parcours moyens, certaines vont déposer leur énergie sur un point précis ou sur plusieurs points. Ainsi, les expériences ayant une résolution spatiale ou possédant une granularité sont capables de rejeter une partie du bruit de fond au moyen des corrélations spatiales, alors que certains bruits de fond sont identifiables par leurs corrélations temporelles. Il est également possible de cumuler plusieurs canaux de lecture pour discriminer les particules. La réjection ultime du bruit de fond passerait par l'identification du noyau fils en plus de l'énergie.

2.3.4 Choix de l'isotope

Le choix de l'isotope à étudier est principalement contraint par les technologies utilisées par les expériences, comme pour les détecteurs germaniums ou les chambres à projection temporelle au xénon. Il peut également être contraint par les questions relatives au bruit de fond, ou des considérations plus théoriques reliées aux calculs d'éléments de matrice nucléaire et d'espace de phase. Enfin il ne faut pas négliger l'aspect plus pragmatique, lié à la capacité de production et d'enrichissement de l'isotope et à son coût.

$Q_{\beta\beta}$

La valeur de $Q_{\beta\beta}$ joue un rôle important dans la valeur de l'espace de phase, $G_{0\nu} \propto Q_{\beta\beta}^5$, ainsi plus $Q_{\beta\beta}$ est grand, plus le taux de désintégrations doit être important. Une autre raison poussant à étudier des isotopes avec un grand $Q_{\beta\beta}$ est relative au bruit de fond provenant de la radioactivité naturelle. Le dernier pic γ avec une intensité importante est à 2.6 MeV, alors que l'émetteur ^{214}Bi a un $Q_\beta = 3269$ keV, et que le ^{208}Tl peut produire un bruit de fond jusqu'à 5 MeV. Ainsi étudier un isotope ayant un $Q_{\beta\beta}$ au-delà de ces énergies permet de réduire simplement le bruit de fond. Cette caractéristique est illustrée par la figure 2.11 et les valeurs des $Q_{\beta\beta}$ sont indiquées dans le tableau 2.1.

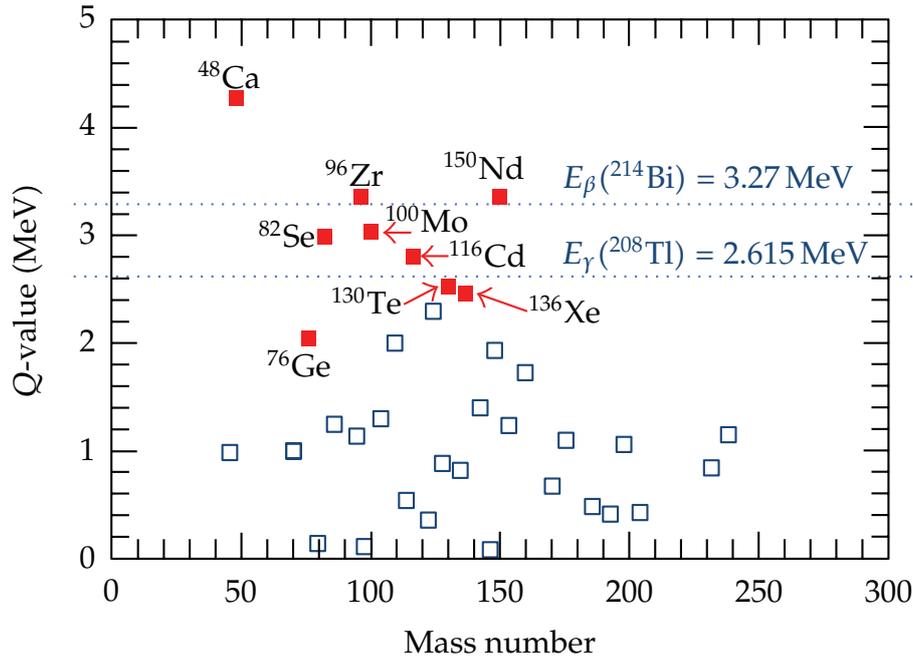


FIGURE 2.11 – Candidats double bêta et leur $Q_{\beta\beta}$. Les carrés rouges indiquent les émetteurs dont on a fait l’observation directe de la $2\nu\beta\beta$ et qui sont les plus prometteurs pour la $0\nu\beta\beta$. Les deux lignes pointillées indiquent le dernier pic intense de la radioactivité naturelle γ et le Q_{β} le plus élevé de la chaîne de désintégrations du ^{238}U .

Abondance isotopique

Les isotopes ayant une abondance naturelle élevée sont intéressants puisqu’il y a naturellement plus de noyaux à observer. De ce point de vue, d’après le tableau 2.1, le ^{130}Te avec une abondance naturelle de 34 % est très intéressant. Il est possible également d’enrichir les sources avec l’isotope d’intérêt, cependant peu d’entreprises dans le monde en sont capables, le coût peut être important, d’autant plus que les expériences cherchent à avoir toujours plus de masse.

2.3.5 Sensibilité

Pour comparer les performances des différentes expériences, notamment futures, on utilise la sensibilité. D’un point de vue expérimental, si on observe un pic au niveau de $Q_{\beta\beta}$ on peut alors calculer la demi-vie comme :

$$T_{1/2}^{0\nu} = \ln 2 \cdot t \cdot \epsilon \cdot \frac{N_{\beta\beta}}{N_{\text{obs}}}, \quad (2.30)$$

où t est le temps pendant lequel l’expérience a pris des données, ϵ est l’efficacité de détection, $N_{\beta\beta}$ est le nombre de noyaux émetteurs double bêta sous observation, et N_{obs} est le nombre de désintégrations observées dans le pic.

On peut définir la sensibilité d’une expérience, comme la demi-vie calculée correspondant au maximum du signal $n_{0\nu}$ qui pourrait être caché dans la fluctuation du bruit de fond :

$$S^{0\nu} = \ln 2 \cdot t \cdot \epsilon \cdot \frac{N_{\beta\beta}}{n_{0\nu}}, \quad (2.31)$$

avec $n_{0\nu} = \sqrt{B \cdot \Delta \cdot t \cdot M}$, où B est l’indice de bruit de fond exprimé en coups/keV/kg/an, Δ la

résolution énergétique en keV, M la masse de la source. Cette expression de $n_{0\nu}$ est valide si on suppose que le bruit de fond est gaussien, et qu'il augmente linéairement avec la masse.

En considérant :

$$N_{\beta\beta} = \frac{x \cdot \eta \cdot N_A \cdot M}{A}, \quad (2.32)$$

où x est le nombre d'atomes émetteurs $\beta\beta$ dans une molécule, η est l'abondance isotopique, N_A est le nombre d'Avogadro, et A est la masse moléculaire, on peut donc exprimer la sensibilité comme :

$$S^{0\nu} = \ln 2 \cdot \frac{x \cdot \epsilon \cdot \eta \cdot N_A}{A} \cdot \sqrt{\frac{M \cdot t}{B \cdot \Delta}} \quad (68\% \text{ C.L.}). \quad (2.33)$$

Cependant, si le bruit de fond est proche de 0, alors l'expression de $n_{0\nu}$ n'est plus valide, elle est alors remplacée par un terme constant n_L , qui est le nombre maximal compatible avec 0 coups observé pour un certain intervalle de confiance dans une distribution de Poisson ($n_L = 2.3$ (90% C.L.) [111]) et on a :

$$S^{0\nu} = \ln 2 \cdot \frac{x \cdot \epsilon \cdot \eta \cdot N_A}{A} \cdot \frac{M \cdot t}{n_L}. \quad (2.34)$$

La sensibilité ne dépend plus du bruit de fond ni de la résolution énergétique, et dépend linéairement de l'exposition.

De manière générale, l'impact de la valeur du bruit de fond est alors très important, car si celui-ci n'est pas négligeable, il faut considérer l'expression 2.33 et cela affecte donc beaucoup la sensibilité.

2.4 Expériences

La recherche d'un évènement aussi rare que la double bêta requiert des détecteurs extrêmement performants, opérés dans des environnements à très bas bruit de fond. Pour ce faire, différentes technologies existent avec chacune leurs avantages et leurs inconvénients. Toutes ces expériences sont sensibles au même paramètre $m_{\beta\beta}$, mais une grande complémentarité existe cependant, puisque les différentes expériences n'étudient pas les mêmes noyaux. Ainsi, si une découverte est faite sur un noyau, elle pourra être confirmée avec un autre noyau, qui permettra aussi de contraindre les modèles qui expliquent la transition et prouverait l'existence de la double bêta sans ambiguïté. La communauté double bêta est actuellement en plein effort pour démarrer la construction d'expériences de nouvelle génération dans les années à venir. Dans cette partie, les expériences actuelles et futures sont présentées.

2.4.1 Détecteurs germanium

Les détecteurs germanium de haute pureté (HPGe) sont utilisés depuis les origines de la recherche de la $0\nu\beta\beta$, à travers l'étude du ^{76}Ge ($Q_{\beta\beta} = 2039$ keV) dès 1967 [112]. Les HPGe sont des cristaux semi-conducteurs, qui ont la possibilité d'être enrichis en ^{76}Ge . Le principe de détection est qu'une tension est appliquée à tout le volume de sorte que les paires électron-trou, produites suite à l'ionisation d'une particule chargée dans le cristal, induisent un courant électrique. L'intégrale du courant électrique est proportionnelle au dépôt d'énergie dans le cristal, et la forme du signal peut permettre la discrimination de particules, notamment grâce à des nouveaux types de détecteurs. Dans le design classique (figure 2.12, haut), le contact n+ couvre la surface externe du cristal et le contact p+ couvre la surface interne. Au contraire, dans le design inversé (IC, figure 2.12, bas), le contact consiste en un point situé sur la surface externe opposée à la fente. Cela modifie les lignes de champ électrique en comparaison avec le design classique et tous les trous sont alors collectés en un seul point. Ce nouveau design permet alors la discrimination de bruit de fond grâce à la forme des signaux. En effet, avec ce design, les

trous vont tous suivre le même parcours à la fin de leur dérive, proche du contact p+, cela implique alors que l'amplitude maximale du courant induit A est indépendante du point de dépôt d'énergie dans le volume. En conséquence, le rapport A/E , où E est l'énergie déposée, est constant pour tous les événements site-unique. Au contraire, ce rapport est plus petit pour les événements multi-sites, comme indiqué sur la figure 2.14. Ce rapport permet également de discriminer les événements de surface qui ont un rapport réduit ou augmenté par rapport aux événements site-unique. Un autre type de détecteurs, appelé Broad Energy Germanium (BEGe), permet aussi la discrimination entre événements site-unique et événements multi-sites. Ils consistent en un contact p+ assez localisé, et un contact n+ qui entoure quasiment toute la surface externe, comme indiqué sur la figure 2.13. De cette manière, comme pour les détecteurs IC, les événements site-unique provoquent un rapport A/E constant, et les événements multi-sites induisent un rapport A/E plus petit. Les masses des cristaux sont généralement limitées à quelques centaines de grammes, ou quelques kilogrammes. Il est donc nécessaire d'opérer simultanément un grand nombre de cristaux pour avoir une expérience compétitive. Cela a pour conséquence d'avoir une expérience avec une granularité qui permet la réjection d'une partie du bruit de fond. Ces détecteurs ont également l'avantage d'avoir une grande efficacité de détection ($\sim 80 - 90\%$) et une excellente résolution énergétique, de l'ordre de 3 keV dans la région d'intérêt. Comme la majorité des expériences de double bêta, les détecteurs sont typiquement entourés de blindages et de vetos actifs pour réduire le bruit de fond.

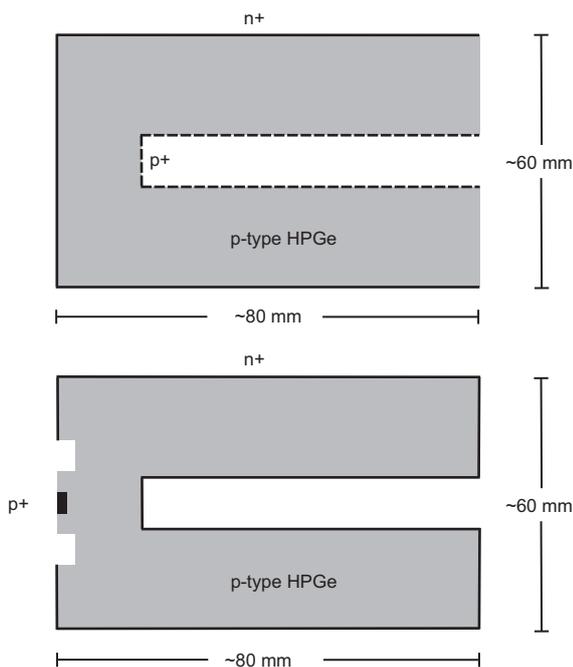


FIGURE 2.12 – Schéma d'un détecteur HPGe coaxial de type p dans son design classique (haut), et avec une géométrie coaxiale inversée (bas) [113].

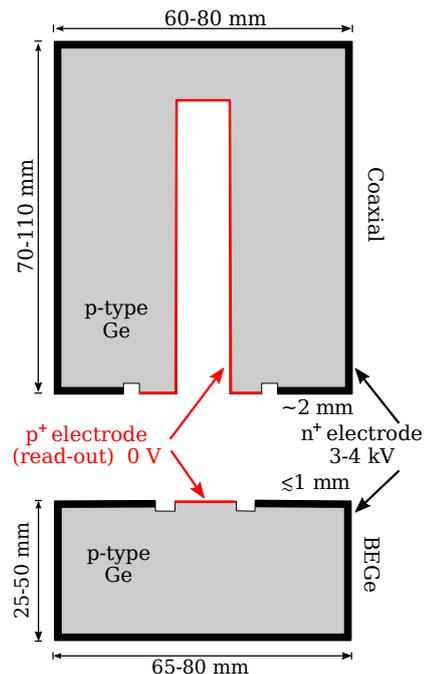


FIGURE 2.13 – Schéma d'un détecteur HPGe coaxial de type p dans son design classique (haut), et de type BEGe (bas) [114].

GERDA

L'expérience GERDA était située au Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS). Elle consistait en 41 détecteurs germanium enrichis à 87 % en ^{76}Ge placés dans un cryostat d'argon liquide, lui-

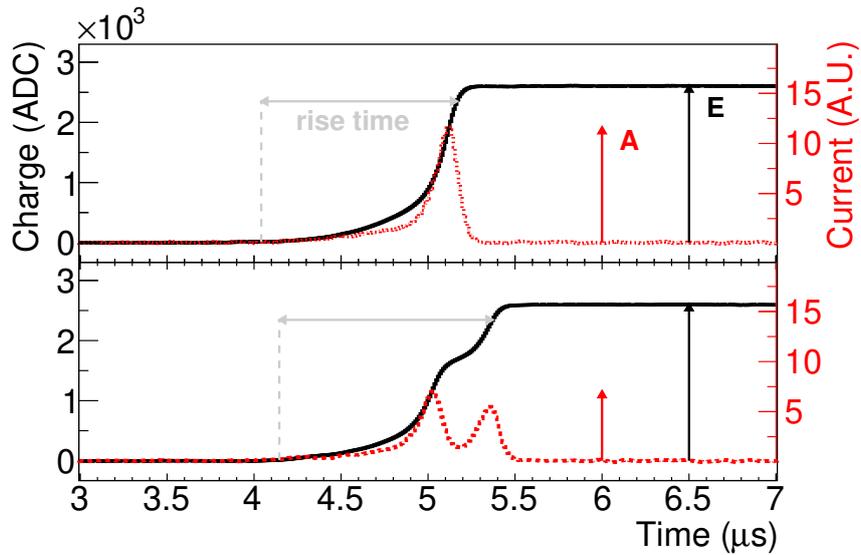


FIGURE 2.14 – Exemple d’un signal site-unique (haut) et multi-site (bas) pour un détecteur de GERDA [115].

même entouré d’un volume d’eau équipé de tubes photomultiplicateurs (PMT) [116]. Ce volume d’eau permet un premier blindage, notamment pour les neutrons, et permet aussi de détecter les muons par effet Cerenkov tandis que l’argon liquide agit à la fois comme blindage passif, en protégeant de la radioactivité naturelle et des neutrons provenant d’une source extérieure au cryostat, mais est aussi un veto actif puisque si une particule dépose de l’énergie dans l’argon, celui-ci scintille. Un volume cylindrique autour des détecteurs est instrumenté avec des photo-senseurs qui détectent la scintillation de l’argon liquide. Ces détecteurs consistent en des fibres reliées à des photomultiplicateurs silicium et des PMT. Des panneaux scintillateurs sont également installés au-dessus de l’ensemble du dispositif expérimental pour rejeter les muons. Les détecteurs germanium de la phase II consistent en 20 kg de détecteurs BEGe [117] (voir figure 2.13), 9.6 kg de détecteurs de géométrie coaxiale inversée (figure 2.12 bas), et 15.6 kg de détecteurs coaxiaux (figure 2.12 haut) déjà utilisés dans la phase I. Dans les expériences utilisant des HPGé, les événements double bêta sont localisés, car le parcours moyen d’un électron dans le germanium est de l’ordre du millimètre, ils déposent alors leur énergie sur un petit volume. Au contraire, les γ d’une même énergie vont effectuer des diffusions Compton et vont produire plusieurs dépôts d’énergie, qui correspondent à un événement multi-sites. Ainsi, les événements qui produisent un dépôt dans plusieurs détecteurs germanium sont considérés comme du bruit de fond et sont rejetés. Le veto d’argon liquide permet lui aussi de rejeter du bruit de fond, si un des photo-senseurs détecte un signal, l’évènement associé sera considéré comme du bruit de fond et rejeté. Pour les détecteurs BEGe et IC, il est possible de discriminer les événements par leur forme, en utilisant le rapport A/E . Pour les événements multi-sites et les dépôts de surfaces α ou β , l’impulsion du courant est plus étalée, ce qui donne un rapport A/E plus petit comparé aux événements localisés dans le volume. Au contraire les événements de surface très proches du bord ($< 1\mu\text{m}$) ont un rapport A/E plus grand. Une autre coupure est appliquée sur les événements qui ont une collection de charges lente ou incomplète. Après application des coupures, la phase II de GERDA a pu obtenir le spectre figure 2.15. La seconde phase de GERDA a obtenu une résolution énergétique moyenne de 3.3 keV (FWHM), avec un indice de bruit de fond de $5.2^{+1.6}_{-1.3} \times 10^{-4}$ coups/keV/kg/an. C’est le plus bas bruit de fond pour une expérience de $0\nu\beta\beta$. GERDA a pris des données de novembre 2011 à novembre 2019, pour une exposition totale de 127.2 kg·an, et a pu fixer une limite sur la demi-vie du ^{76}Ge de $T_{1/2} > 1.8 \times 10^{26}$

année (90% C.L.) qui est la plus grande limite sur une demi-vie d’une expérience de $0\nu\beta\beta$. Cette limite en demi-vie correspond à une limite sur la masse effective de Majorana de $m_{\beta\beta} < 79 - 180$ meV [118].

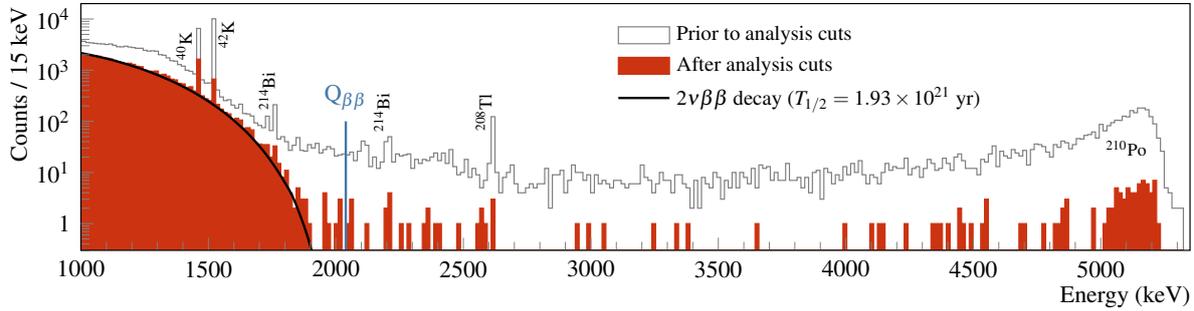


FIGURE 2.15 – Spectre énergétique de la phase II de GERDA avant et après l’application des coupures [118].

MAJORANA DEMONSTATOR

Le MAJORANA DEMONSTATOR est constitué de 58 HPGe de géométrie coaxiale inversée (figure 2.12 bas) d’une masse totale de 44.1 kg dont la plupart sont enrichis à 88% en ^{76}Ge . Le démonstrateur est situé au Sanford Underground Research Facility (SURF). Les cristaux sont installés dans deux cryostats. Les deux cryostats sont protégés par une épaisseur de 5 cm de cuivre lui-même entouré d’une épaisseur de 45 cm de plomb ultra-pure. Un système de veto à muons est installé autour du plomb, lui-même protégé par 30 cm de polyéthylène pour la réduction du flux de neutrons. De manière analogue à GERDA, le démonstrateur MAJORANA est capable de rejeter les événements déposant de l’énergie dans plusieurs détecteurs, et de rejeter les événements multi-sites en utilisant le paramètre A/E . Une autre coupure sur la forme des signaux est appliquée pour rejeter une partie du bruit de fond provenant des α dégradés de surface. Le démonstrateur a obtenu une résolution énergétique de 2.53 ± 0.08 keV (FWHM) au niveau de la Q-value, la meilleure résolution pour une expérience de $0\nu\beta\beta$. Le bruit de fond obtenu est de $6.1 \pm 0.8 \times 10^{-3}$ coups/keV/kg/an dans la région d’intérêt. Avec une exposition de 26 kg·an, le démonstrateur a pu fixer une limite de $T_{1/2} > 2.7 \times 10^{25}$ ans (90 % C.L.) correspondant à une limite sur la masse effective de Majorana $m_{\beta\beta} < 200 - 433$ meV [119].

LEGEND

LEGEND est la future expérience de $0\nu\beta\beta$ basée sur des détecteurs HPGe [120]. LEGEND aura lieu en deux phases, LEGEND-200 et LEGEND-1000.

LEGEND-200 consistera en 200 kg de détecteurs germanium opérés dans les infrastructures de GERDA, avec une réduction du bruit de fond par rapport à GERDA grâce à une meilleure radiopureté, avec notamment du cuivre électroformé comme utilisé par la collaboration MAJORANA. Une résolution énergétique de l’ordre de celle obtenue par MAJORANA est attendue. L’objectif est d’atteindre un bruit de fond de 2×10^{-4} coups/keV/kg/an dans la région d’intérêt ce qui permettrait d’atteindre une sensibilité de découverte de 10^{27} années pour 5 ans d’acquisition de données. LEGEND-200 a commencé à prendre des données avec 140 kg de germanium en juin 2022 et atteindra 200 kg à la fin de l’année 2023. L’objectif est de tourner 5 ans et d’obtenir une limite sur la masse effective de Majorana de $m_{\beta\beta} < 33 - 71$ meV.

LEGEND-1000 aura besoin d’une nouvelle infrastructure pour accueillir une tonne de germanium. L’objectif est d’obtenir un bruit de fond 20 fois plus petit, de l’ordre de 10^{-5} coups/keV/kg/an en

réduisant le bruit de fond engendré par les câbles et l'électronique, et en utilisant de l'argon souterrain, pour notamment réduire la quantité de ^{42}K produit par activation cosmogénique. Avec ce bruit de fond, la sensibilité de découverte est de 1.3×10^{28} années pour 10 ans d'acquisition de données.

Expérience	Masse totale [kg]	Enrichissement [%]	FWHM [keV]	BI [ckky]	$T_{1/2}$ [années]
GERDA	39	87	3.3	5.2×10^{-4}	$> 1.8 \times 10^{26}$
MAJORANA	20	88	2.53	6.1×10^{-3}	$> 2.7 \times 10^{25}$
LEGEND-200	200	90	-	2×10^{-4}	$> 10^{27}$
LEGEND-1000	1100	90	-	10^{-5}	$> 1.3 \times 10^{28}$

TABLE 2.4 – Comparaison expériences HPGe. Les masses données sont des masses "équivalentes", où l'on considère que tous les cristaux ont le même enrichissement en ^{76}Ge . Pour LEGEND on donne la sensibilité sur la demi-vie et les limites obtenues pour les expériences GERDA et MAJORANA. Les indices de bruit de fond sont donnés en coups/keV/kg/an (ckky).

2.4.2 Bolomètres

Les bolomètres, ou calorimètres cryogéniques, permettent d'étudier une grande variété d'émetteurs double bêta. Les bolomètres consistent en des cristaux couplés à un senseur thermique qui détectent les phonons induits suite à l'interaction d'une particule dans le cristal. Les cristaux généralement utilisés dans la recherche de la $0\nu\beta\beta$ ont des masses de quelques centaines de grammes. Les bolomètres ont une très bonne résolution énergétique allant généralement de 5 à 20 keV FWHM. Ils sont opérés à des températures cryogéniques, généralement entre 10 et 20 mK. Comme pour les détecteurs germanium, les cristaux contiennent eux-mêmes les émetteurs double bêta et ont donc une très bonne efficacité de détection. Les bolomètres scintillants sont capables de discriminer les particules α des particules γ/β car leur taux de scintillation est différent. Cette lumière de scintillation est usuellement détectée par un *wafers* de germanium ou de silicium opéré comme un bolomètre, i.e. avec un senseur thermique. La granularité de ces expériences permet de rejeter le bruit de fond γ externe qui dépose de l'énergie dans plusieurs cristaux. En effet, de manière analogue aux HPGe il est plus probable que la $0\nu\beta\beta$ dépose son énergie dans un seul cristal. Le temps de réponse des détecteurs peut être assez long en fonction du type de senseur thermique.

CUORE

CUORE est une expérience étudiant la double désintégration bêta du ^{130}Te ($Q_{\beta\beta} = 2527$ keV), avec environ 750 kg de cristaux de TeO_2 . Le tellure ayant une abondance isotopique naturelle en ^{130}Te de 34 %, cela correspond à 206 kg de ^{130}Te . Plus d'informations sur l'utilisation de cristaux de TeO_2 dans [121]. CUORE est installé au LNGS [122], où 988 cristaux sont opérés autour de 10 mK et équipés avec des senseurs thermiques de type "Neutron Transmutation Dopped Ge" (NTD). Les cristaux sont intégrés dans des tours en cuivre où chaque cristal est maintenu par des pièces en PTFE. Le cryostat est entouré de plusieurs blindages pour réduire la quantité du bruit de fond. CUORE a obtenu une résolution énergétique de 7.8 ± 0.5 keV au niveau de la Q-value avec un bruit de fond de $(1.49 \pm 0.04) \times 10^{-2}$ coups/keV/kg/an. L'expérience a obtenu la meilleure limite sur la demi-vie du

^{130}Te , $T_{1/2} > 2.2 \times 10^{25}$ ans (90 % C.L.), correspondant à $m_{\beta\beta} < 90 - 305$ meV avec une exposition de 1038.4 kg·an de TeO_2 , équivalent à 288.8 kg·an de ^{130}Te [123]. Le bruit de fond de l'expérience CUORE est dominé par des particules α dégradées qui proviennent de la surface des structures en cuivre. Cela a motivé le développement de bolomètres scintillants permettant de réduire ce bruit de fond.

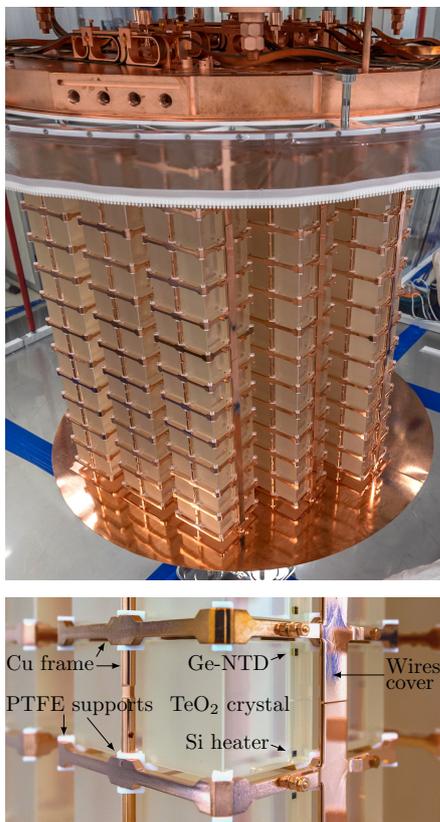


FIGURE 2.16 – Détecteurs de CUORE installés dans le cryostat. En bas un cristal instrumenté avec un NTD comme senseur thermique.[123]

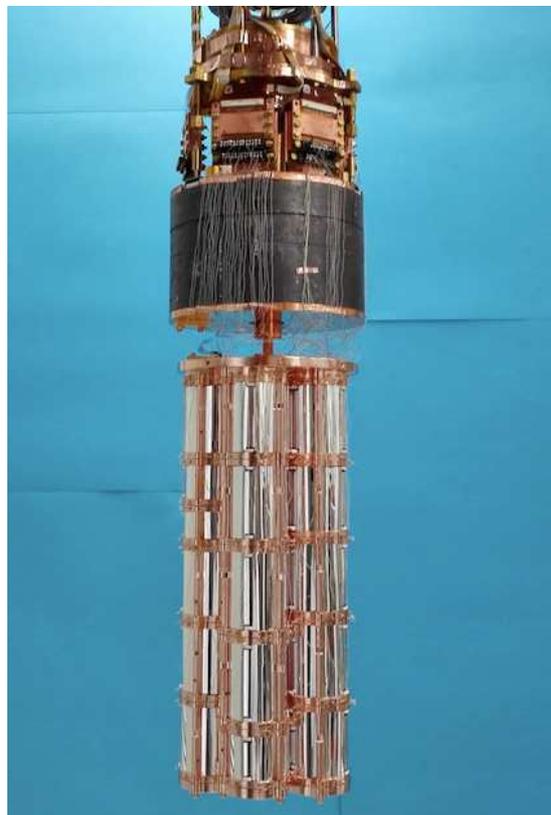


FIGURE 2.17 – Détecteurs CUPID-0 installés dans le cryostat. [124]

CUPID-0

CUPID-0 était une expérience située au LNGS utilisant des cristaux scintillants de ZnSe enrichis en ^{82}Se à 95 %, pour un total de 5 kg de ^{82}Se ($Q_{\beta\beta} = 2998$ keV). CUPID-0 a opéré 24 cristaux entourés de feuilles réfléchissantes pour augmenter la collection de la lumière de scintillation. Les détecteurs de lumière consistent en des *wafers* de germanium situés au-dessus de chaque cristal. CUPID-0 a obtenu un bruit de fond de $3.5_{-0.9}^{+1.0} \times 10^{-3}$ coups/keV/kg/an, grâce à la réjection alpha, et une résolution énergétique de 20.05 ± 0.34 keV FWHM. CUPID-0 a pu fixer la meilleure limite sur la demi-vie du ^{82}Se , $T_{1/2} > 3.5 \times 10^{24}$ ans (90 % C.L.), correspondant à $m_{\beta\beta} < 311 - 638$ meV [125] avec une exposition de 3.88 kg·an de ^{82}Se .

CUPID-Mo

CUPID-Mo était une expérience située au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM). CUPID-Mo a étudié la $0\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo avec des cristaux de Li_2MoO_4 enrichis à ~ 97 % en ^{100}Mo ($Q_{\beta\beta} = 3034$

keV). CUPID-Mo a étudié 20 cristaux opérés dans le cryostat d'EDELWEISS à une température de ~ 20 mK. Chaque cristal a une masse d'environ 210 g, et la masse totale est de 4.158 kg correspondant à 2.264 kg de ^{100}Mo . Les cristaux sont entourés de feuilles réfléchissantes, et la lumière de scintillation est détectée par un *wafers* de germanium opéré comme un bolomètre. CUPID-Mo a obtenu un bruit de fond de $2.7_{-0.7}^{+1.5} \times 10^{-3}$ coups/keV/kg/an, obtenu par ce travail présenté dans le chapitre 4. La résolution énergétique obtenue est de (7.4 ± 0.4) keV FWHM à 3034 keV [126] et la réjection des particules α est $> 99.9\%$ [127]. CUPID-Mo a fixé la meilleure limite sur la demi-vie du ^{100}Mo de $T_{1/2} > 1.8 \times 10^{24}$ ans qui correspond à une limite sur $m_{\beta\beta} < 0.28 - 0.49$ eV avec une exposition de 2.71 kg.an qui correspond à 1.47 kg.an de ^{100}Mo . Plus de détails sur CUPID-Mo dans le chapitre 4.

CUPID

CUPID est une future expérience bolométrique qui s'installera dans le cryostat de CUORE et étudiera la $0\nu 2\beta$ du ^{100}Mo avec des cristaux scintillants de Li_2MoO_4 enrichis à plus de 95% en ^{100}Mo . CUPID consistera en 1596 cristaux, pour une masse totale de ^{100}Mo d'environ 240 kg. L'objectif de CUPID est d'obtenir une résolution de 5 keV (FWHM) au niveau de la Q-value, et un indice de bruit de fond de 10^{-4} coups/keV/kg/an dans la région d'intérêt. Avec un tel bruit de fond, et en considérant une durée d'opération de 10 ans, la sensibilité de découverte de la $0\nu 2\beta$ à trois sigma est de $T_{1/2} = 1.0 \times 10^{27}$ années, correspondant à une sensibilité de découverte sur la masse effective de Majorana $m_{\beta\beta}$ à 3 (σ) 12 – 20 meV. Plus de détails sur CUPID dans le chapitre 6.

AMoRE

AMoRE est un programme en plusieurs phases. AMoRE-pilot a étudié des cristaux de CaMoO_4 , totalisant 1.9 kg, équipés avec des microcalorimètres magnétiques (MMC) comme senseur thermique. Avec 0.30 kg.an d'exposition, AMoRE-pilot a obtenu une limite de $T_{1/2} > 9.5 \times 10^{22}$ (90 % C.L.) qui correspond à $m_{\beta\beta} < 1.2 - 2.1$ eV [128]. La phase actuellement en cours, AMoRE-I, est située au Yangyang Underground Laboratory (Y2L). AMoRE-I utilise cinq cristaux de Li_2MoO_4 et treize cristaux de CaMoO_4 appauvri en ^{48}Ca . La masse totale est de 6.2 kg qui correspond à 3.0 kg de ^{100}Mo . Les cristaux sont opérés avec des senseurs de type MMC, qui permettent des signaux plus rapides que les NTD, à la fois sur les cristaux et sur les détecteurs de lumière, qui consistent en des *wafers* de germanium et de silicium. L'objectif d'AMoRE-I est d'obtenir un bruit de fond de 10^{-2} coups/keV/kg/an au niveau de la Q-value, ce qui permettra une sensibilité de $\sim 10^{24}$ ans avec une période d'acquisition d'environ un an. AMoRE-I permet également de développer les détecteurs pour la seconde phase AMoRE-II qui aura une masse d'environ 100 kg de ^{100}Mo . [129]

2.4.3 Chambre à projection temporelle de Xénon

Les chambres à projection temporelle (TPC) ont été les premières à effectuer une mesure directe de la $2\nu\beta\beta$ [27], celle du ^{82}Se , avec une TPC d'hélium et de propane. Aujourd'hui, le xénon est largement utilisé dans les TPC, celles-ci consistent en un champ électrique appliqué dans un volume contenant du xénon à l'état liquide ou gazeux. Un dépôt d'énergie d'une particule produit deux signaux, un de scintillation qui est détecté avec des photomultiplicateurs, et un d'ionisation. Les électrons produits par ionisation dérivent vers l'anode où ils sont détectés. La détection de ces électrons peut consister en la collecte directe de charges, ou bien en la détection d'une seconde lumière de scintillation. En effet, en appliquant un champ électrique suffisamment important dans une partie proche de l'anode, la collision entre l'électron qui dérive et les molécules présentes dans cette zone entraîne l'émission d'une seconde

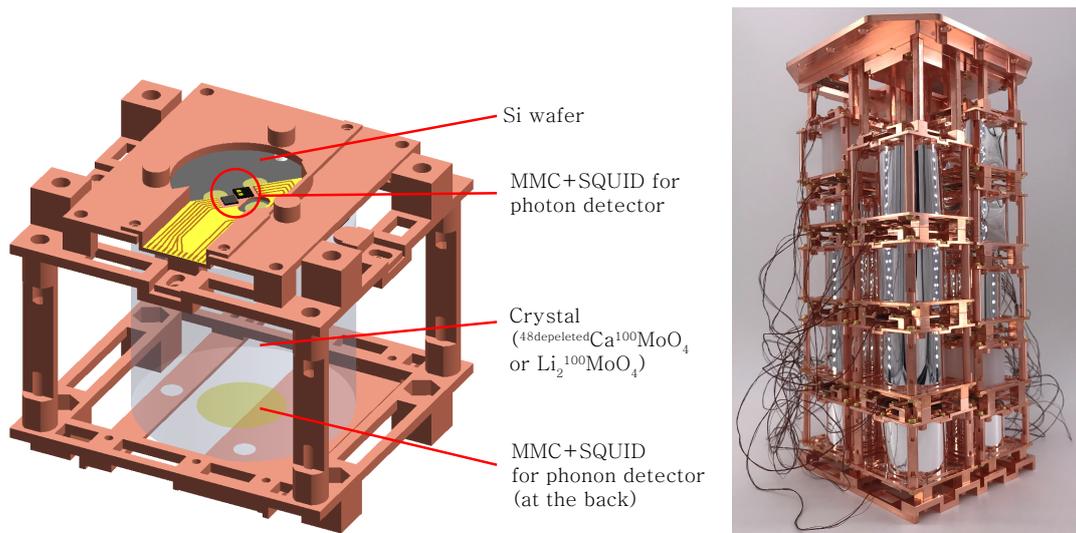


FIGURE 2.18 – Module d’un détecteur de AMoRE-I (gauche). Le module est constitué d’un cristal équipé d’un senseur MMC, et d’un détecteur de lumière, germanium ou silicium, lui aussi opéré avec un MMC. Tour de détecteurs de AMoRE-I qui inclut 18 modules dans 4 colonnes (droite). [129]

lumière de scintillation, appelée électro-luminescence. Cette zone peut être séparée du reste du volume et est constituée de xénon gazeux. La position de l’interaction peut être connue en mesurant le temps de dérive des électrons, qui est la différence de temps entre l’observation de la scintillation initiale et le moment où l’électron atteint l’anode. Ainsi, associée à la mesure de la position de l’évènement sur le plan de l’anode, il est possible de reconstruire la position 3D de l’évènement. Le xénon liquide agit également comme un auto-blindage contre le bruit de fond externe. Un volume fiduciel, correspondant à la partie la plus interne du volume, est alors souvent utilisé pour l’analyse. La pureté du xénon est primordiale, notamment car le ^{214}Bi possède un pic γ à 2448 keV, très proche de la Q-value, alors que ce type d’expériences a une résolution énergétique de l’ordre de quelques dizaines de keV. Cependant, cette technologie est intéressante puisqu’elle peut obtenir de très bas bruits de fond, elle est capable de rejeter les évènements multi-sites grâce à la reconstruction spatiale des évènements, et elle peut être opérée avec des masses très importantes.

EXO

EXO-200 était situé au Waste Isolation Pilot Plant (WIPP) au Nouveau-Mexique. EXO-200 était une TPC symétrique constituée d’une cathode centrale qui sépare la chambre en deux régions de dérive, chacune ayant un rayon de ~ 18 cm et une longueur de ~ 20 cm. La TPC était entourée d’une épaisseur de cuivre ultra-pure de 5 cm, de ~ 25 cm de plomb, et d’un veto à muon. EXO utilisait une phase liquide de xénon enrichi, contenant 161 kg de ^{136}Xe . Le signal de scintillation était lu par des photodiodes à avalanche. Après la dérive des électrons, ceux-ci sont collectés par une grille permettant la reconstruction 2D. En mesurant la différence de temps entre la scintillation et la collection de charges, il est possible de faire une reconstruction 3D. L’analyse a été effectuée sur un volume fiduciel contenant 75 kg de xénon. Les évènements multi-sites sont identifiées comme ceux où la déposition de charge au niveau de l’anode est supérieure à quelques millimètres. D’autres coupures plus sophistiquées sur la topologie des bruits de fond et les corrélations spatiales et temporelles ont également été effectuées. EXO-200 a obtenu un indice de bruit de fond de 1.8×10^{-3} coups/keV/kg/an, dominé par la raie γ du

^{214}Bi qui vient d'une contamination externe au volume de xénon liquide. La résolution au niveau de la Q-value est de 73 keV (FWHM). EXO-200 a fixé une limite de $T_{1/2} > 3.5 \times 10^{25}$ ans (90 % C.L.) ce qui correspond à une limite sur la masse effective de Majorana $m_{\beta\beta} < 93 - 286$ meV [130].

nEXO est l'expérience de prochaine génération basée sur EXO-200 qui prévoit d'utiliser 5 tonnes de xénon enrichi à 90 % en ^{136}Xe . nEXO serait installé au SNOLAB et constitué d'une TPC d'un seul volume de xénon liquide, l'ionisation serait collectée par des électrodes métalliques et la scintillation par des photomultiplicateurs silicium sensibles aux ultraviolets (VUV-sensitive SiPM) sur les parois de la TPC. La résolution énergétique attendue serait de 47 keV (FWHM), grâce à une amélioration de l'analyse de données. La sensibilité de découverte serait de $T_{1/2} = 7.4 \times 10^{27}$ ans pour 10 ans de prise de données, ce qui correspond à un bruit de fond de 2.1×10^{-6} coups/keV/kg/an [131].

NEXT

NEXT est également un programme en plusieurs phases. NEXT est une TPC gazeuse à haute pression avec une autre phase gazeuse pour obtenir un second signal de scintillation. L'ionisation est lue avec des SiPM au niveau de l'anode qui permet d'obtenir l'information sur la position, et des tubes photomultiplicateurs sont placés au niveau de la cathode pour mesurer le premier signal de scintillation. La particularité de NEXT est que l'expérience est capable de suivre la trajectoire des électrons.

NEXT-White est un démonstrateur de 5 kg de xénon à une pression de 10 bar, qui a pu obtenir une résolution énergétique de 23 keV [132].

La prochaine phase est NEXT-100, elle consiste en 87 kg de xénon sous une pression de 15 bar, et est en construction au Laboratoire Souterrain de Canfranc (LSC). La TPC gazeuse possède une meilleure résolution énergétique que la TPC liquide, et pourrait atteindre une résolution autour de 0.5 %. NEXT-100 sera composé d'un seul volume avec une zone d'électroluminescence au niveau de l'anode. Le bruit de fond attendu est de 4×10^{-4} coups/keV/kg/an grâce à la résolution énergétique et la capacité à rejeter les événements multi-sites. Cela correspond à une sensibilité d'exclusion à 90 % de $T_{1/2} > 6 \times 10^{25}$ années pour une prise de données de 3 ans, correspondant à une sensibilité sur la masse effective de Majorana $m_{\beta\beta} < 90 - 160$ meV [133].

NEXT-HD est un concept de TPC gazeuse symétrique, possédant une cathode centrale, enrichie en ^{136}Xe et opérée à une pression de 15 bar. Les deux signaux de scintillations ne seraient lus que par des SiPM, qui sont moins contaminés que les PMT. NEXT-HD prévoit d'utiliser 1109 kg de ^{136}Xe à une pression de 15 bar. L'objectif est d'atteindre une résolution de 12 keV (FWHM) au niveau de la Q-value et un indice de bruit de fond de 4×10^{-6} coups/keV/kg/ans, 100 fois plus petit que NEXT-100. Avec un tel bruit de fond la sensibilité sur la limite à 90 % C.L. de la demi-vie est $T_{1/2} > 1.4 \times 10^{27}$ années pour 5 tonnes-ans d'exposition [134].

NEXT-BOLD est une proposition pour une expérience ultime dans un futur plus lointain. L'idée principale d'amélioration par rapport à NEXT-HD reposerait sur la capacité d'identifier le noyau fils, à savoir le ^{136}Ba , grâce à la fluorescence [135]. Cela permettrait de réduire encore plus le bruit de fond, il ne resterait alors plus que la fin du spectre $2\nu\beta\beta$ comme source potentielle.

PandaX-III

PandaX est un programme qui s'intéresse à différentes physiques basé sur des détecteurs xénon. PandaX-III est une TPC gaz à haute pression située au China Jin Ping underground Laboratory. L'expérience consiste en une TPC symétrique qui mesure seulement l'ionisation en utilisant des détecteurs micromegas. Ce choix de ne pas mesurer la scintillation est guidé par le fait que les PMT sont une des sources les plus importantes de bruit de fond dans ces expériences. Le xénon est enrichi à 90 %

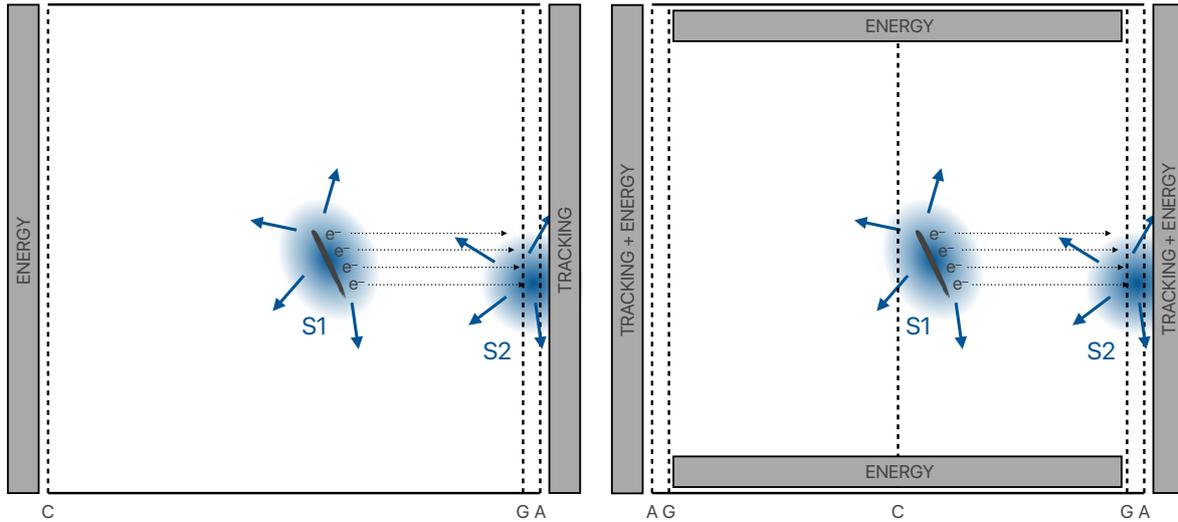


FIGURE 2.19 – Deux types de géométrie de détecteurs du programme NEXT. À gauche le design asymétrique, qui consiste en un seul volume (NEXT-100 et NEXT-WHITE) entre l’anode (A) et la cathode (C). Les électrons dérivent et atteignent la région d’électroluminescence entre la grille (G) et l’anode (A) où un champ électrique plus intense est appliqué. La zone "tracking" correspond aux SiPM qui mesurent le second signal de scintillation, ils permettent de mesurer la coordonnée transverse par rapport à la dérivation des électrons. La zone "energy" mesure les deux signaux de scintillations grâce à des PMT pour reconstruire l’énergie. La surface latérale est recouverte de matériel réfléchissant. À droite, le design symétrique (NEXT-HD), le volume est divisé en deux avec la cathode au milieu, il y a donc deux régions de dérive. Il y a deux zones d’électroluminescence et les photo-senseurs (SiPM) mesurent les deux signaux de scintillation. Il est également possible d’utiliser la surface latérale, équipée de photo-senseurs, pour mesurer les signaux de scintillation [134].

en ^{136}Xe , et la phase initiale contient 180 kg de ^{136}Xe dans un gaz à 10 bar. L’objectif est d’atteindre une résolution de 73 keV (FWHM) et un indice de bruit de fond de 10^{-4} coups/keV/kg/an. Pour un an de période d’acquisition, la sensibilité d’exclusion sur la demi vie sera de $T_{1/2} > 5 \times 10^{25}$ ans (90 % C.L.), ce qui correspond à $m_{\beta\beta} < 90 - 230$ meV [136]. En considérant trois ans de période d’acquisition, la sensibilité d’exclusion sur la demi-vie est de $T_{1/2} > 10^{26}$ ans (90 % C.L.), ce qui correspond à $m_{\beta\beta} < 65 - 165$ meV. Une deuxième phase est ensuite prévue, composée de plusieurs TPC pour atteindre une masse totale autour d’une tonne. La sensibilité d’une telle expérience serait alors $T_{1/2} > 10^{27}$ ans (90 % C.L.), correspondant à $m_{\beta\beta} < 20 - 50$ meV pour 3 ans d’acquisition, grâce à des améliorations sur le bruit de fond et la résolution énergétique.

2.4.4 Scintillateurs liquides

Les scintillateurs liquides consistent en de grands volumes qui peuvent contenir une grande quantité d’isotopes d’intérêt et un très bas bruit de fond. Le dépôt d’énergie par une particule provoque une scintillation qui est détectée par des PMT qui font face au volume. La position de l’événement et sa topologie peuvent être reconstruites grâce au nombre de photons détectés par chaque PMT. Comme pour les TPC, le liquide est dense et le centre du volume possède un très bas bruit de fond. L’inconvénient de ce type de détecteur est la résolution énergétique, car très peu de photons sont émis et détectés. La $2\nu\beta\beta$ constitue donc un bruit de fond important, et il n’est pas possible d’observer un pic au niveau de la Q-value. La limite sur la demi-vie de la $0\nu\beta\beta$ repose alors sur une analyse du spectre énergétique du $2\nu\beta\beta$ dont la fin est distordue en cas de $0\nu\beta\beta$. Cela nécessite une très bonne connaissance des caractéristiques du détecteur (résolution, reconstruction de l’énergie) et du bruit de

Expérience	Masse totale [kg]	Enrichissement [%]	Phase	FWHM [keV]	BI [ckky]	$T_{1/2}$ [années]
EXO-200	161	81	Liquide	73	1.8×10^{-3}	$> 3.5 \times 10^{25}$
nEXO	5109	90	Liquide	47	2.1×10^{-6}	7.4×10^{27}
NEXT-100	97	90	Gaz	12	4×10^{-4}	$> 6 \times 10^{25}$
NEXT-HD	1100	90	Gaz	12	4×10^{-6}	$> 1.4 \times 10^{27}$
PandaX-III-200	200	90	Gaz	73	10^{-4}	$> 5 \times 10^{25}$

TABLE 2.5 – Comparaison des expériences utilisant des chambres à projection temporelle de xénon. On donne la limite à 90 % C.L. obtenue par EXO-200, la sensibilité de découverte projetée pour nEXO, et la sensibilité projetée à 90 % (C.L.) pour les autres expériences.

fond.

KamLAND-Zen

KamLAND-Zen est un programme situé au Kamioka Observatory au Japon, constitué de plusieurs phases. La source est un liquide scintillant de xénon contenu dans un ballon au centre du détecteur. Le ballon est enveloppé d'un kilotonne de liquide scintillant de 13 mètres de diamètre. Environ 1900 PMT couvrent la surface intérieure du volume qui entoure le liquide scintillant. La dernière phase en date, KamLAND-Zen 800, contient 745 kg de xénon enrichi à 91% en ^{136}Xe [137]. KamLAND-Zen a obtenu une résolution énergétique de 247 keV (FWHM). Les coupures consistent en la sélection d'un volume fiduciel, la réjection des muons grâce au liquide scintillant externe, les coïncidences retardées dans les chaînes de désintégrations de la radioactivité naturelle, et les coïncidences retardées sur les antineutrinos électroniques des réacteurs. Kam-LAND-Zen a obtenu un bruit de fond de $\sim 8 \times 10^{-5}$ coups/keV/kg/an [138]. Cela a permis de fixer une limite sur la demi-vie de $T_{1/2} > 2.3 \times 10^{26}$ ans (90% C.L.) qui correspond à $m_{\beta\beta} < 36 - 156$ meV, qui est la meilleure limite sur la masse effective de Majorana.

La phase suivante de Kam-LAND-Zen est KamLAND2-Zen qui contiendra environ une tonne de ^{136}Xe . La différence principale avec Kam-LAND-800 est une amélioration de la résolution à 116 keV (FWHM) grâce à des PMT plus efficaces et un liquide scintillant plus pur. Le but de KamLAND2-Zen est d'atteindre une sensibilité de $m_{\beta\beta} \sim 20$ meV [139].

SNO+

SNO+ est une expérience située à SNOLAB au Canada qui s'intéresse à la $0\nu\beta\beta$ du ^{130}Te . SNO+ consiste en une sphère de ~ 780 tonnes de liquide scintillant recouvert par environ 9000 PMT. Cette sphère est entourée d'un volume d'eau utilisé comme un veto par effet Cerenkov. La sphère sera chargée par 3.9 tonnes de tellure naturel, soit 1.3 tonnes de ^{130}Te pour la recherche de la $0\nu\beta\beta$. La sensibilité attendue est de $T_{1/2} > 2.1 \times 10^{26}$ années après 5 ans de prise de données. L'expérience peut augmenter la proportion de tellure dans le liquide scintillant pour atteindre une sensibilité sur la demi-vie supérieure à 10^{27} années [140].

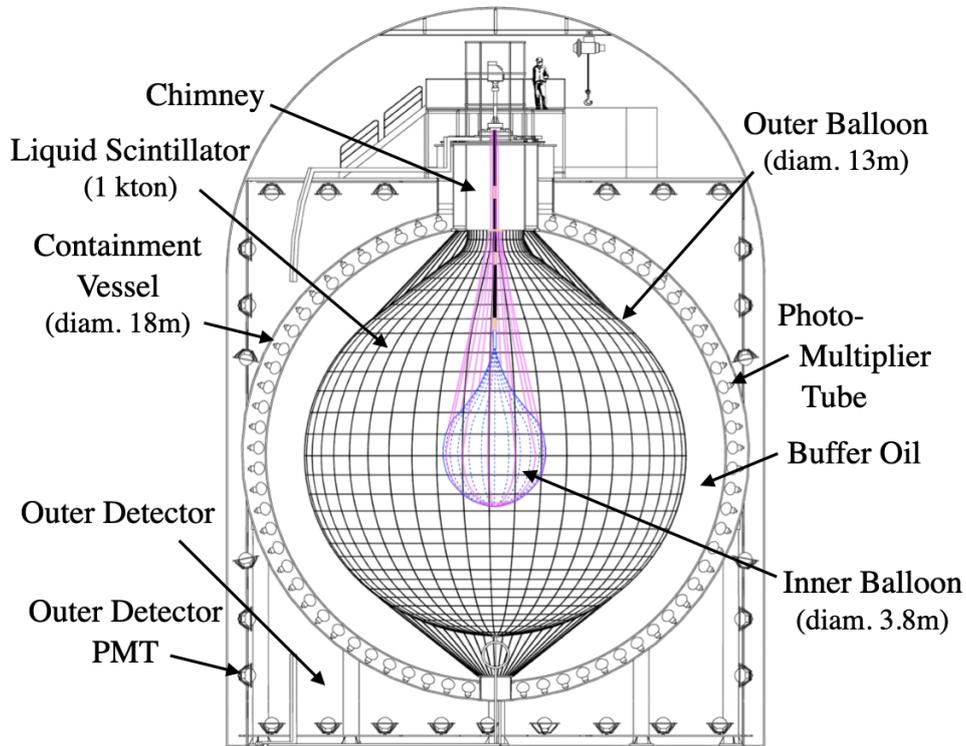


FIGURE 2.20 – Ballon de KamLAND-Zen [137].

2.4.5 Tracker-Calorimètre

Les trackers-calorimètres sont les seuls détecteurs utilisés dans la recherche de la $0\nu\beta\beta$ qui ne contiennent pas la source dans leur détecteur. La source est située dans une feuille placée entre deux chambres à dérive qui permettent de reconstruire la trajectoire des particules, et donc l'identification des électrons, des positrons, et des particules α en appliquant un champ magnétique. Les particules émises atteignent ensuite un calorimètre qui permet de mesurer l'énergie. Ce procédé expérimental implique une plus petite efficacité de détection que dans les autres expériences. De plus, l'électron perd une petite part de son énergie dans la feuille, ainsi l'énergie totale reconstruite des électrons ne sera alors pas égale à la Q-value. Un avantage important de cette technologie est qu'il est possible d'étudier a priori n'importe quel isotope pourvu qu'on puisse en faire une feuille suffisamment mince. Ce type d'expérience peut identifier les particules γ , les électrons, les positrons, et les α , ce qui permet une très bonne discrimination du bruit de fond. Un autre avantage réside dans le fait qu'il est possible de mesurer non seulement l'énergie totale des deux électrons, mais aussi les énergies individuelles des électrons et leur distribution angulaire, ce qui en fait également une technologie très intéressante pour l'étude de précision de la $2\nu\beta\beta$.

NEMO-3

L'expérience NEMO-3 était installée au Laboratoire Souterrain de Modane. NEMO-3 était constitué de feuilles sources, d'un tracker et d'un calorimètre pour mesurer l'énergie et le temps de vol des particules [141]. Le tracker consistait en deux volumes de détection composés de cellules de dérive fonctionnant en régime Geiger. Si une particule chargée passait dans une cellule, elle ionisait le gaz

de la cellule et c'est cette ionisation qui était détectée. Le calorimètre consistait en 1940 scintillateurs plastiques couplés à des PMT. Un champ magnétique de 2.5 mT était appliqué et permettait la discrimination entre électrons et positrons. La résolution énergétique qui a été obtenue est de l'ordre de $(14 - 17)\%/\sqrt{E}$ (MeV). Une partie du bruit de fond peut cependant être rejetée grâce à des coupures liées aux mesures cinématiques qui entraînent cependant une diminution de l'efficacité. NEMO-3 a pu étudier différents noyaux, les limites associées sur la demi-vie et la masse effective de Majorana sont présentées tableau 2.6.

Isotope	$T_{1/2}$ [années] (90 % C.L.)	$m_{\beta\beta}$ [eV]	Référence
^{100}Mo	$> 1.1 \times 10^{24}$	$< 0.33 - 0.62$	[142]
^{48}Ca	$> 2.0 \times 10^{22}$	$< 6.0 - 26$	[143]
^{150}Nd	$> 2.0 \times 10^{22}$	$< 1.6 - 5.3$	[144]
^{116}Cd	$> 1.0 \times 10^{23}$	$< 1.4 - 2.5$	[145]
^{82}Se	$> 2.5 \times 10^{23}$	$< 1.2 - 3.0$	[146]
^{96}Zr	$> 1.29 \times 10^{22}$	$< 3.8 - 12.1$	[147]

TABLE 2.6 – Résultats de l'expérience NEMO-3.

SuperNEMO

SuperNEMO est un projet en deux phases. SuperNEMO Demonstrator est en cours et consiste en un module de 6.11 kg de ^{82}Se [148]. La seconde phase sera constituée de 100 kg de ^{82}Se . L'objectif de SuperNEMO est d'améliorer la transparence du tracker, ce qui permettra une meilleure efficacité, qui permettra elle-même une meilleure réduction du bruit de fond. La résolution énergétique attendue est de 7% à 1 MeV, ou plus généralement $7\%/\sqrt{E}$ (MeV) [149], grâce à des PMT plus efficaces, ce qui permet là aussi de réduire le bruit de fond. L'objectif est d'atteindre une sensibilité sur la demi-vie de l'ordre de 10^{26} ans.

2.5 Situation actuelle et perspectives

Pour comparer les expériences, on compare généralement la sensibilité sur la masse effective de Majorana qui est le paramètre commun à toutes les expériences de double bêta. On peut effectuer cette comparaison en traçant la limite sur la masse effective de Majorana en fonction de la plus petite masse des neutrinos, pour mettre les résultats en perspective avec la hiérarchie de masse des neutrinos, comme indiqué sur la figure 2.23. Actuellement les expériences commencent à inspecter la hiérarchie inverse, l'objectif est que les prochaines expériences soient capables d'inspecter entièrement cette hiérarchie inverse, voir même qu'elles atteignent la hiérarchie normale.

La sensibilité sur la demi-vie dépend de différents paramètres (équation 2.33), en particulier le bruit de fond et l'exposition sont des éléments majeurs. Les bruits de fond des expériences sont généralement exprimés en coups/keV/kg/an, or il dépend du type de matériaux et de technologies et ne permet donc pas une bonne comparaison entre expériences. Dans [89], il est défini un indice de bruit de fond effectif

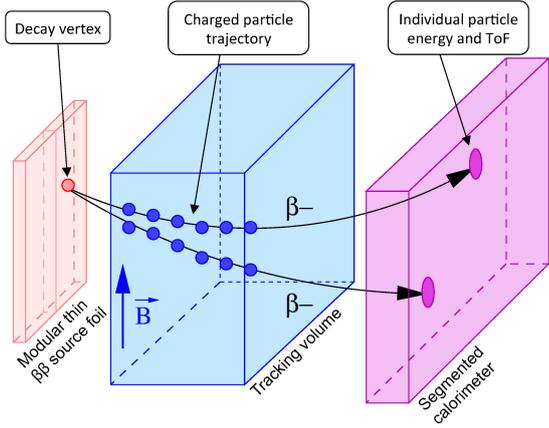


FIGURE 2.21 – Schéma du principe de détection de SuperNEMO. Deux électrons sont émis par la feuille source, leur trajectoire est reconstruite grâce au tracker, puis leur énergie et leur temps de vol sont mesurés dans le calorimètre. [149]

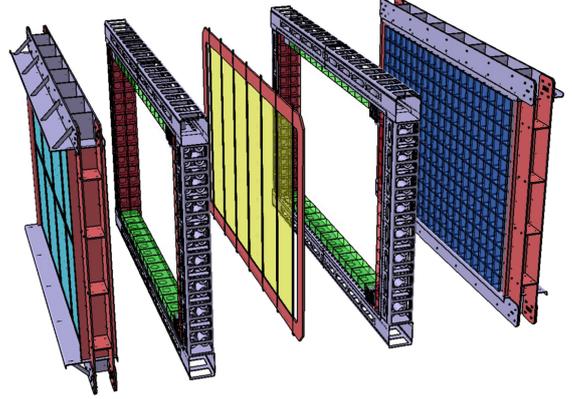


FIGURE 2.22 – Schéma des différentes composantes de l'expérience SuperNEMO. De gauche à droite, un premier calorimètre, un premier tracker, la feuille source, le second tracker et le second calorimètre. [149]

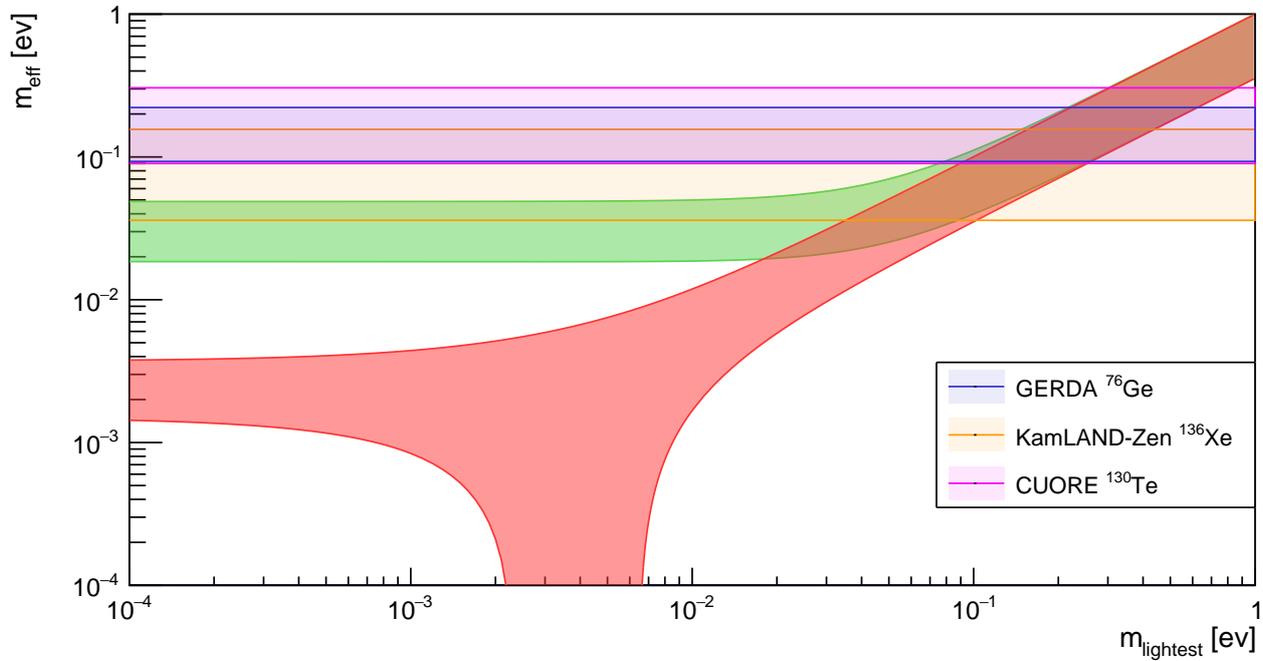


FIGURE 2.23 – Meilleures limites actuelles sur la masse effective de Majorana en fonction de la masse du plus léger des neutrinos. La meilleure limite sur la masse effective de Majorana est fixée par KamLAND-Zen. L'objectif des expériences de prochaine génération est de sonder entièrement la hiérarchie inverse.

exprimé en nombre d'événements dans la région d'intérêt par mol et par an qui prend en compte la résolution énergétique. De même, il est défini une exposition effective qui est le produit du nombre de moles d'un isotope, et de l'efficacité de détection du signal. Un tableau récapitulatif des expériences est présenté 2.7, avec le bruit de fond effectif, l'exposition effective et les sensibilités de découverte sur la demi-vie et la masse effective de Majorana. Une durée de vie de 10 ans est utilisée pour les expériences sauf pour celles où les expériences sont terminées. Les valeurs proviennent de [89].

Toujours de [89], la figure 2.23 montre le bruit de fond effectif en fonction de l'exposition effective

Expérience	Isotope	m_{iso} [mol]	σ [keV]	BI [mol ⁻¹ · an ⁻¹]	$T_{1/2}$ [an]	$m_{\beta\beta}$ [meV]
GERDA-II	⁷⁶ Ge	$4.5 \cdot 10^2$	1.4	$4.2 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{26}$	93 – 222
MJD	⁷⁶ Ge	$2.4 \cdot 10^2$	1.1	$2.3 \cdot 10^{-3}$	$5.5 \cdot 10^{25}$	140 – 334
LEGEND-200	⁷⁶ Ge	$2.4 \cdot 10^3$	1.1	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{27}$	27 – 63
LEGEND-1000	⁷⁶ Ge	$1.2 \cdot 10^4$	1.1	$4.9 \cdot 10^{-6}$	$1.3 \cdot 10^{28}$	9 – 21
EXO-200	¹³⁶ Xe	$1.2 \cdot 10^3$	31	$4.7 \cdot 10^{-2}$	$2.4 \cdot 10^{25}$	111 – 477
nEXO	¹³⁶ Xe	$3.4 \cdot 10^4$	20	$4.0 \cdot 10^{-5}$	$7.5 \cdot 10^{27}$	6 – 27
NEXT-100	¹³⁶ Xe	$6.4 \cdot 10^2$	10	$5.9 \cdot 10^{-3}$	$7.0 \cdot 10^{25}$	66 – 281
NEXT-HD	¹³⁶ Xe	$7.4 \cdot 10^3$	7.7	$4.0 \cdot 10^{-5}$	$2.2 \cdot 10^{27}$	12 – 50
PandaX-III-200	¹³⁶ Xe	$1.3 \cdot 10^3$	31	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{26}$	45 – 194
KLZ-400	¹³⁶ Xe	$2.5 \cdot 10^3$	114	$9.9 \cdot 10^{-3}$	$3.3 \cdot 10^{25}$	95 – 408
KLZ-800	¹³⁶ Xe	$5.0 \cdot 10^3$	114	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$4.0 \cdot 10^{26}$	28 – 118
KL2Z	¹³⁶ Xe	$6.7 \cdot 10^3$	60	$3.0 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{27}$	17 – 71
SNO+I	¹³⁰ Te	$1.0 \cdot 10^4$	80	$7.8 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{26}$	31 – 144
SNO+II	¹³⁰ Te	$5.1 \cdot 10^4$	57	$5.7 \cdot 10^{-3}$	$5.7 \cdot 10^{26}$	17 – 81
CUORE	¹³⁰ Te	$1.6 \cdot 10^3$	3.2	$9.1 \cdot 10^{-2}$	$5.1 \cdot 10^{25}$	58 – 270
CUPID-0	⁸² Se	$6.2 \cdot 10^1$	8.5	$2.8 \cdot 10^{-2}$	$4.4 \cdot 10^{24}$	283 – 551
CUPID-Mo	¹⁰⁰ Mo	$2.3 \cdot 10^1$	3.2	$1.7 \cdot 10^{-2}$	$1.7 \cdot 10^{24}$	293 – 500
CUPID	¹⁰⁰ Mo	$2.5 \cdot 10^3$	2.1	$2.3 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{27}$	12 – 20
AMoRE	¹⁰⁰ Mo	$1.1 \cdot 10^3$	2.1	$2.2 \cdot 10^{-4}$	$6.7 \cdot 10^{26}$	15 – 25
NEMO-3	¹⁰⁰ Mo	$6.9 \cdot 10^1$	148	$9.3 \cdot 10^{-1}$	$5.6 \cdot 10^{23}$	505 – 866
SuperNEMO-D	⁸² Se	$8.5 \cdot 10^1$	83	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$8.6 \cdot 10^{24}$	201 – 391
SuperNEMO	⁸² Se	$1.2 \cdot 10^3$	72	$5.4 \cdot 10^{-3}$	$7.8 \cdot 10^{25}$	67 – 131

TABLE 2.7 – Comparaison des différentes expériences. Le tableau reporte les valeurs de la masse totale d’isotopes, de la résolution énergétique (σ), de l’indice de bruit de fond effectif, de la sensibilité de découverte sur la demi-vie et la masse effective de Majorana. Une durée de vie de 10 ans est utilisée pour les expériences sauf pour celles où les expériences sont terminées. Les valeurs proviennent de [89].

des différentes expériences. Les lignes pointillées de couleurs montrent la sensibilité sur la demi-vie que

doivent atteindre les différentes expériences pour explorer toute la hiérarchie inverse. Ce graphique met en avant que les meilleures sensibilités sur la demi-vie sont atteintes par les expériences LEGEND-1000 et nEXO, mais au niveau de la masse effective de Majorana, il apparaît que les expériences CUPID et NEXT-HD seront aussi capables d’explorer entièrement la hiérarchie inverse.

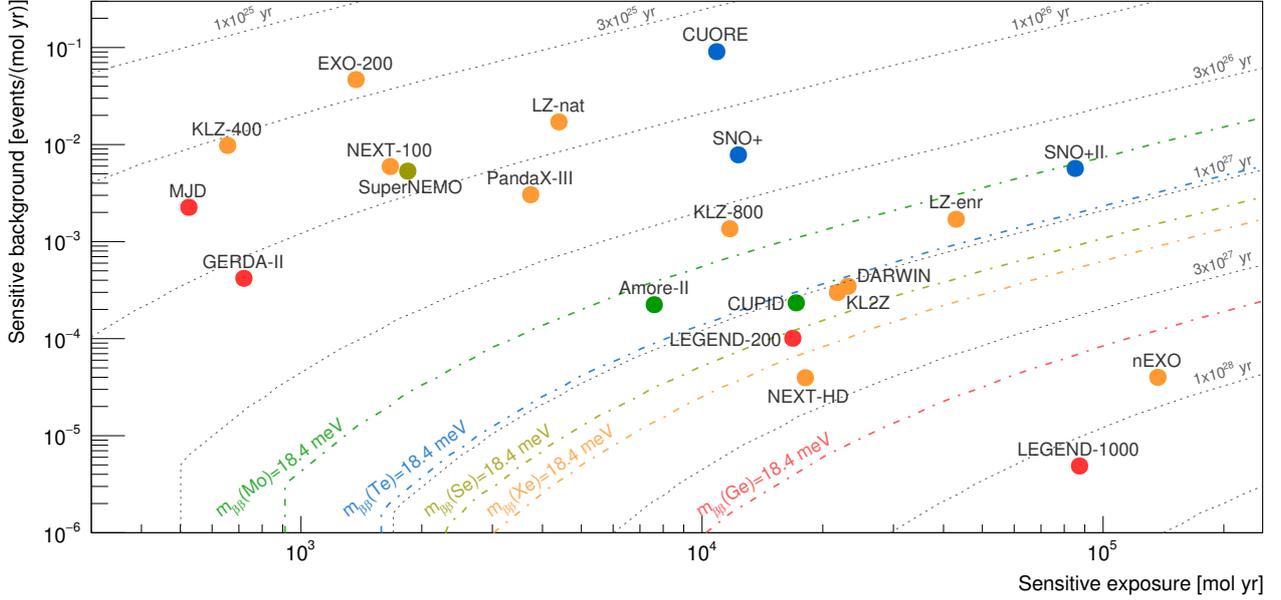


FIGURE 2.24 – Bruit de fond et exposition sensible pour des expériences actuelles et futures. Les lignes pointillées en gris indiquent la sensibilité de découverte sur la demi-vie. Les lignes en pointillé colorées indique les sensibilités pour scanner toute la hiérarchie inverse en utilisant la plus grande valeur de NME calculées par QRPA. Une durée de vie de 10 ans est utilisée pour les expériences sauf pour celles où les expériences sont terminées. [89]

La découverte de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos serait d’une très grande importance pour la physique. Elle permettrait de connaître la nature du neutrino, et ouvrirait la voie vers une physique au-delà du Modèle Standard. La communauté scientifique redouble aujourd’hui d’efforts pour construire des expériences plus grandes, avec des bruits de fond toujours plus bas pour explorer entièrement la hiérarchie inverse. Pour atteindre cet objectif, et même envisager d’explorer la hiérarchie normale dans les décennies à venir, les bolomètres constituent une technologie très prometteuse, combinant à la fois la capacité à opérer des centaines de détecteurs, pour atteindre des masses de l’ordre de la tonne, dans un régime à zéro bruit de fond, et sa capacité à pouvoir étudier de nombreux isotopes différents. Cette caractéristique est notamment très intéressante, puisqu’en cas de découverte, il sera essentiel de la confirmer avec un autre isotope, ce qui permettra également de contraindre les modèles théoriques cherchant à décrire la double désintégration bêta sans émission de neutrinos.

Chapitre 3

Bolomètres scintillants

Enfoncé parmi les odeurs sauvages et les concerts d'insectes
sommelents, j'ouvre les yeux et mon cœur à la grandeur insoutenable
de ce ciel gorgé de chaleur.

Albert Camus, "Noces à Tipasa"

Les bolomètres, ou calorimètres cryogéniques, représentent un des meilleurs moyens pour espérer observer la désintégration double bêta sans émission de neutrinos. En effet, ces détecteurs ont la particularité de posséder une grande efficacité de détection, mais aussi une excellente résolution énergétique, et peuvent être fabriqués avec différents matériaux, permettant l'étude de plusieurs émetteurs $0\nu\beta\beta$. Dans ce chapitre, nous verrons d'abord l'idée de base du fonctionnement d'un bolomètre. Ensuite, nous verrons le fonctionnement plus détaillé et orienté sur la recherche de la $0\nu\beta\beta$. Nous aborderons également la question des bruits de fond de ce type de détecteurs qui a amené au développement de bolomètres scintillants. Nous verrons finalement le contexte actuel de la recherche de la $0\nu\beta\beta$ avec des bolomètres et les perspectives d'avenir.

3.1 Introduction

L'idée de bolomètre a été introduite en 1881 par Samuel Langley [150]. À cette époque, on utilise la thermopile pour détecter les rayonnements. Samuel Langley imagine alors un appareil capable non seulement d'observer la présence d'une radiation, mais aussi de la mesurer, au contraire de la thermopile. Il propose alors le nom de bolomètre qui vient du grec bolè (radiation, trait, trajectoire) et de metron (mesure). Il propose également le nom de balance actinique (relatif à une radiation qui exerce une action chimique), qui n'aura visiblement pas le même succès. Le principe d'un bolomètre est alors de convertir l'énergie incidente d'un rayonnement en agitation thermique, et d'effectuer une mesure électrique de l'élévation de température engendrée dans le bolomètre. Les bolomètres peuvent consister en des matériaux métalliques, des semi-conducteurs, des isolants, ou des supraconducteurs. Il est nécessaire qu'ils soient refroidis à des températures cryogéniques pour être sensibles à des énergies allant de l'eV à quelques centaines de GeV. Les bolomètres peuvent avoir des masses allant de quelques mg à quelques kg, et détectent la majeure partie de l'énergie, ce qui leur permet une bonne efficacité de détection. Les bolomètres peuvent atteindre des seuils de quelques eV à quelques keV, ce qui leur permet d'être sensibles à différents types de physique. En particulier, ils sont largement utilisés en spectroscopie X et γ , mais aussi en cosmologie pour mesurer des fluctuations en températures de l'ordre du μK , et également pour l'étude des événements rares comme la $0\nu\beta\beta$ ou la matière noire. Néanmoins,

le bolomètre est un détecteur relativement lent, c'est une caractéristique intrinsèque due au fait que la chaleur ne peut pas se propager plus vite que la vitesse du son dans le milieu. La constante de temps caractéristique est alors de quelques dizaines de μs à quelques centaines de millisecondes.

L'idée d'utiliser des bolomètres pour l'étude de la $0\nu\beta\beta$ est née dans les années 1980 avec Tapio Niinikoski et Ettore Fiorini [151]. Par la suite, le groupe d'Ettore Fiorini a commencé le développement de bolomètres constitués d'émetteurs $\beta\beta$. Le groupe s'est d'abord concentré sur l'étude du ^{130}Te avec des cristaux de TeO_2 . Les premiers tests ont été réalisés en 1990 à Milan, puis les études ont été effectuées au LNGS alors nouvellement construit pour permettre de réduire le bruit de fond. Ces cristaux ont finalement été développés pendant une trentaine d'années, comme mentionné plus en détail dans [121], pour aboutir à l'expérience CUORE installée aujourd'hui au LNGS étudiant 988 cristaux de TeO_2 , qui est l'expérience bolométrique de $0\nu\beta\beta$ la plus sensible.

Pour l'étude de la $0\nu\beta\beta$, les bolomètres utilisés sont des cristaux diélectriques sur lesquels est collé un senseur thermique. Ils sont généralement refroidis à des températures de 10 mK à 20 mK. Le principe de détection est que lorsqu'une particule dépose son énergie dans le bolomètre, celui-ci la convertit en vibration du réseau cristallin qui génère une augmentation en température du cristal. Le senseur thermique permet alors de lire cette augmentation en température.

3.2 Fonctionnement détaillé

Le principe de détection repose sur le fait qu'un dépôt d'énergie dans un absorbeur entraîne une augmentation en température de celui-ci. On décrit alors l'augmentation en température comme :

$$\Delta T = \frac{E}{C} = \frac{\Delta U}{C}, \quad (3.1)$$

où E est l'énergie déposée qui correspond à la variation d'énergie interne ΔU du système. ΔT est la variation de température de l'absorbeur et C est la capacité calorifique qui est caractéristique de l'absorbeur. Ainsi, plus cette capacité calorifique est petite, plus le détecteur sera sensible aux dépôts d'énergie.

Dans le cas où le détecteur serait isolé, ce qui est bien évidemment impossible en pratique, à chaque dépôt d'énergie l'absorbeur augmenterait en température comme indiqué sur la figure 3.1 (gauche). En réalité, l'absorbeur est couplé à un bain thermique, l'augmentation en température se dissipe alors dans celui-ci et la température de l'absorbeur revient à sa température initiale comme indiqué figure 3.1 (droite). On observe alors des impulsions dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée. Ce lien thermique est caractérisé par la conductance thermique G , et l'absorbeur revient alors à sa température initiale avec une constante de temps $\tau = \frac{C}{G}$. On peut alors finalement écrire :

$$\Delta T = \frac{E}{C} e^{-t/\tau}, \quad (3.2)$$

où τ est caractéristique de l'absorbeur et du couplage avec le bain thermique.

3.2.1 Absorbeur

Comme nous l'avons vu, il est important que la capacité calorifique soit la plus petite possible, or celle-ci dépend elle-même de la température. Plus la température est basse, plus la capacité est petite et donc plus la sensibilité sur ΔT est importante. Les bolomètres utilisés pour la $0\nu\beta\beta$ sont

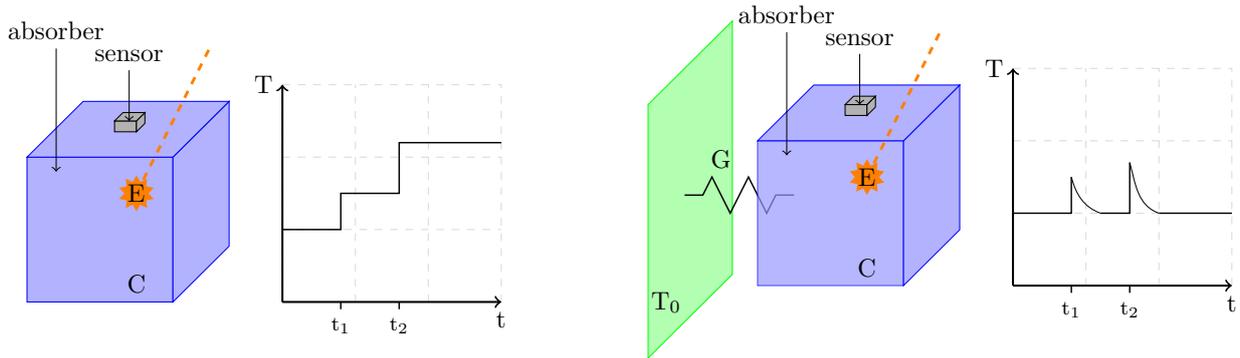


FIGURE 3.1 – Gauche : schéma simplifié d’un bolomètre sans lien thermique. La figure de droite montre la réponse thermique du détecteur après un dépôt d’énergie. Droite : schéma simplifié d’un bolomètre connecté à un bain thermique. La figure de droite montre l’évolution de la température dans ce cas la température du bolomètre revient à la température initiale car la chaleur se dissipe dans le bain thermique. [152]

des diélectriques dont la capacité calorifique, ou chaleur spécifique, peut s’écrire dans la limite à basse température :

$$C = \frac{12}{5} \pi^4 N_A \frac{m}{M} k_B \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \quad (3.3)$$

m est la masse du cristal, M la masse molaire, N_A le nombre d’Avogadro, k_B la constante de Boltzmann, T est la température du cristal et θ_D est la température de Debye qui est propre à l’absorbeur et qui est relié aux propriétés du réseau cristallin.

L’utilisation de diélectriques est généralement privilégiée étant donné que, dans le cas d’un conducteur par exemple, il faudrait également prendre en compte la capacité calorifique induite par le gaz d’électrons de conduction, ce qui diminue la sensibilité de l’absorbeur.

3.2.2 Senseur thermique

Pour les bolomètres étudiés dans ce travail, la variation de température induite par le dépôt d’énergie d’une particule est de l’ordre de quelques μK par MeV. Les senseurs thermiques doivent alors être extrêmement sensibles. Ils sont généralement collés, ou directement évaporés sur la surface des cristaux, ils collectent alors les phonons produits dans l’absorbeur puis les convertissent en signal électrique.

On peut considérer trois types de senseurs qui peuvent être utilisés dans le cadre de la recherche de la $0\nu\beta\beta$:

- Thermomètres résistifs : Ces senseurs sont des matériaux dont la résistance dépend fortement de la température. Deux types de senseurs sont généralement utilisés, les Ge-NTD et les TES (voir plus bas). Pour l’exemple du NTD, en faisant passer un courant constant au travers de ce senseur, on peut mesurer une variation de tension proportionnelle à l’augmentation en température.
- Thermomètres magnétiques : Ils consistent en des microcalorimètres magnétiques (MMC) qui reposent sur le fait que leur aimantation dépend de la température. Cela permet d’obtenir des signaux rapides qui sont généralement lus avec de SQUIDS (Superconducting Quantum Interference Device). Ces senseurs sont principalement utilisés par l’expérience AMoRE [153].
- Thermomètres à inductance cinétique : Ces senseurs (KID pour Kinetic Inductance Detectors) sont des supraconducteurs. Le principe est qu’une énergie déposée dans ce senseur casse les paires de Cooper et augmente l’inductance. Ce type de senseur n’est pas utilisé classiquement dans les

expériences de double bêta mais cette technologie est tout de même étudiée dans ce domaine [154].

Chaque thermomètre ajoute alors sa capacité calorifique à l'ensemble du dispositif ainsi que son propre bruit et celui de son électronique de lecture.

Dans le cadre des expériences CUPID-Mo, CUPID, et CROSS, les NTDs sont utilisés. L'utilisation de TES est cependant une option alternative pour la future expérience CUPID. Nous détaillons alors un peu plus le fonctionnement des NTDs et des TES.

Ge-NTD

Le Ge-NTD [155] (Neutron Transmuted Doped) est un semi-conducteur germanium dopé juste en dessous de la transition métal-isolant. Le dopage est effectué en irradiant un *wafer* de germanium dans un réacteur avec des neutrons thermiques. Cette technique permet notamment d'obtenir un dopage homogène dans tout le volume du *wafer*. L'avantage principal de l'utilisation des NTDs est qu'ils ont une très bonne reproductibilité. Suite à ce dopage, la conduction dans le NTD à basse température (< 10 K) est alors due à l'effet tunnel. Le régime de conduction est alors appelé "Variable range hopping" et la résistance dépend alors de la température selon [156] :

$$R(T) = R_0 e^{\left(\frac{T_0}{T}\right)^\gamma} \quad (3.4)$$

où $\gamma = 1/2$ pour les NTDs [157], R_0 et T_0 peuvent être caractérisés expérimentalement. T_0 dépend notamment de la concentration de dopant et R_0 dépend de la géométrie (taille du NTD, lien thermique avec l'absorbeur). Les NTDs sont collés sur la surface de l'absorbeur. Le type de colle, mais aussi la manière dont le NTD est collé, et les contraintes mécaniques engendrées ont un impact important sur ces paramètres. Les résistances sont alors généralement de l'ordre de (100k Ω - 10M Ω).

Les NTDs sont des senseurs relativement lents, qui, lorsqu'ils sont associés à des cristaux de l'ordre de quelques centaines de grammes, ont un temps caractéristique de l'ordre de quelques millisecondes à quelques secondes.

TES

Les TES (Transition Edge Sensor) sont des films supraconducteurs qui sont opérés au niveau de la transition. De ce fait, une petite variation de température entraîne une grande variation de la résistance. Les TES peuvent être directement évaporés sur la surface, ils ont une réponse beaucoup plus rapide que les NTDs, et sont lus via l'utilisation d'un SQUID. Les TES possèdent une petite résistance, de l'ordre de quelques 10 - 100 m Ω . Il est courant que les TES utilisés soient composés de tungstène dont la température critique est $T_c = 15$ mK. Il est également possible de construire un TES avec deux couches, pour ajuster la valeur de la température critique. Cette technologie à deux couches est envisagée comme technologie alternative dans la future expérience CUPID [158].

3.2.3 Heater

Des fluctuations de température dans l'absorbeur peuvent affecter la qualité des données au niveau de la résolution énergétique. Pour contrôler et stabiliser la réponse du bolomètre, une puce en silicium est généralement collée sur le cristal. Cette puce est un semi-conducteur en silicium, généralement appelée "heater", qui délivre périodiquement une énergie constante par effet Joule. Cela génère alors des impulsions de formes proches de celles créées par un dépôt d'énergie. Une correction peut ainsi être appliquée au moment de l'analyse. La correction, ou stabilisation, est effectuée en établissant la relation

entre l'amplitude induite par le heater et la tension de la ligne de base, qui correspond à la mesure de la température du détecteur à ce moment précis. Plus la température du bolomètre est petite, plus la tension de la ligne de base est petite, et plus l'amplitude du heater est grande. La relation est ensuite ajustée avec une fonction polynomiale du premier ordre, et le résultat de l'ajustement est utilisé pour corriger les amplitudes, à la fois du heater et des données physiques, de sorte que les amplitudes du heater soient constantes.

3.2.4 Résolution énergétique

L'absorbeur possède une résolution énergétique intrinsèque. Le bolomètre, même dans un cas isotherme, échange en permanence de l'énergie avec le bain thermique, via la fuite thermique caractérisée par la conductance. Cela correspond donc à la fluctuation d'énergie transportée par les phonons qui sont échangés entre l'absorbeur et le bain thermique. L'énergie moyenne des phonons produits est $E_{\text{phonon}} = k_B T$. Pour une énergie totale déposée dans l'absorbeur $E = T \times C$, le nombre de phonons créés est $N = E/(k_B T) = C/k_B$, dans le cas où il y a une thermalisation complète de l'énergie déposée. En considérant une fluctuation de Poisson sur N , on a alors une variation de l'énergie interne :

$$\Delta E = \sqrt{N} k_B T = \sqrt{k_B T^2 C} \quad (3.5)$$

Cela souligne, là encore, l'importance de diminuer la température pour améliorer la résolution énergétique.

Il faut également prendre en compte la résolution intrinsèque engendrée par le senseur thermique. Dans le cas de l'utilisation d'un NTD, on observe également un bruit Johnson causé par le mouvement brownien des électrons dans la résistance. Cela crée alors un spectre de bruit :

$$S = \sqrt{4k_B T R}, \quad (3.6)$$

où R est la résistance du NTD, et S est donné en $\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Dans les faits, le bruit intrinsèque est négligeable, la résolution des bolomètres est largement dominée par les bruits en provenance du cryostat, les vibrations, ou le bruit électronique par exemple. Finalement, la résolution énergétique observée dans les bolomètres est de l'ordre de quelques keV, ce qui est une très bonne résolution pour la recherche de la $0\nu\beta\beta$.

3.2.5 Lecture des signaux

Une manière de lire le signal du NTD est d'utiliser un courant constant I_B qui est appliqué par une alimentation électrique dans le senseur. Le senseur est alors placé en série avec des résistances R_L bien plus grande que la résistance de ce dernier. Une vue schématique de ce circuit électrique est présentée figure 3.2. Ce dispositif est notamment utilisé dans CUORE, et envisagé pour CUPID. Le courant I_B est alors quasiment indépendant de la résistance du senseur puisque :

$$I_B = \frac{V_B}{R_L + R_{bol}} \approx \frac{V_B}{R_L} \quad (3.7)$$

où V_B est la tension de l'alimentation, et R_{bol} est la résistance du NTD. La mesure de la variation de la tension V_{bol} dans le senseur revient à lire la variation de la résistance R_{bol} du senseur, elle-même relié à la variation de température de l'absorbeur et donc de l'énergie déposée.

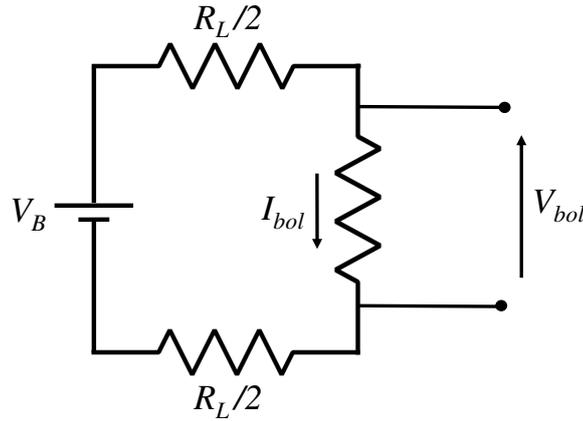


FIGURE 3.2 – Circuit électrique pour la lecture du NTD.

3.2.6 Traitement des signaux

Comme nous l'avons vu, l'augmentation de température entraîne donc une diminution de la résistance et donc une diminution de la tension. Cependant, par convention, on représente les impulsions avec des amplitudes positives. Un signal typique obtenu est montré figure 3.3. Les données sont généralement enregistrées en continu et le déclenchement est réalisé a posteriori. La technique du Filtre Optimal [159] est généralement utilisée pour le déclenchement et l'extraction des amplitudes, elle permet notamment de maximiser le rapport signal sur bruit. Cette méthode requiert de construire un signal moyen et une densité spectrale de bruit. Ce filtre utilisé ne permet pas de préserver la forme des signaux mais permet une bonne reconstruction de l'amplitude qui est proportionnelle à l'énergie déposée, voir figure 3.3. Le traitement des données permet également généralement de définir des paramètres relatifs à la forme de l'impulsion.

3.3 Bruits de fond

Les bolomètres sont affectés par différentes sources de bruit de fond comme celles listées dans le chapitre 2. Dans cette section on s'attarde sur les bruits de fond propres aux bolomètres, ce qui concerne la radioactivité naturelle et les pile-up.

3.3.1 Radioactivité naturelle

Dans la radioactivité naturelle, le bruit de fond dans la région d'intérêt peut provenir des désintégrations β , dont le Q_β est plus élevé que le $Q_{\beta\beta}$ du noyau étudié, des particules γ de haute énergie, et des α dont l'énergie est dégradée. Le bruit de fond peut alors provenir des cristaux eux-mêmes, des éléments du dispositif expérimental, ou de l'environnement. En ce qui concerne les désintégrations β , comme vu dans le chapitre 2, les plus dangereuses sont celles du ^{214}Bi dont la Q-value est de 3269 keV et le ^{208}Tl dont la Q-value est de 4999 keV. Le ^{208}Tl est notamment dangereux dans le volume des cristaux car le β se somme quasiment systématiquement avec le γ de 2615 keV émis au même moment. Ces bruits de fond peuvent être rejetés grâce aux coïncidences temporelles avec la désintégration précédente. C'est en particulier ce qui est fait dans l'expérience CUPID-Mo, voir chapitre 4. Comme indiqué sur la figure 2.10, dans la chaîne du ^{232}Th , le ^{212}Bi décroît vers le ^{212}Po qui a une demi-vie extrêmement

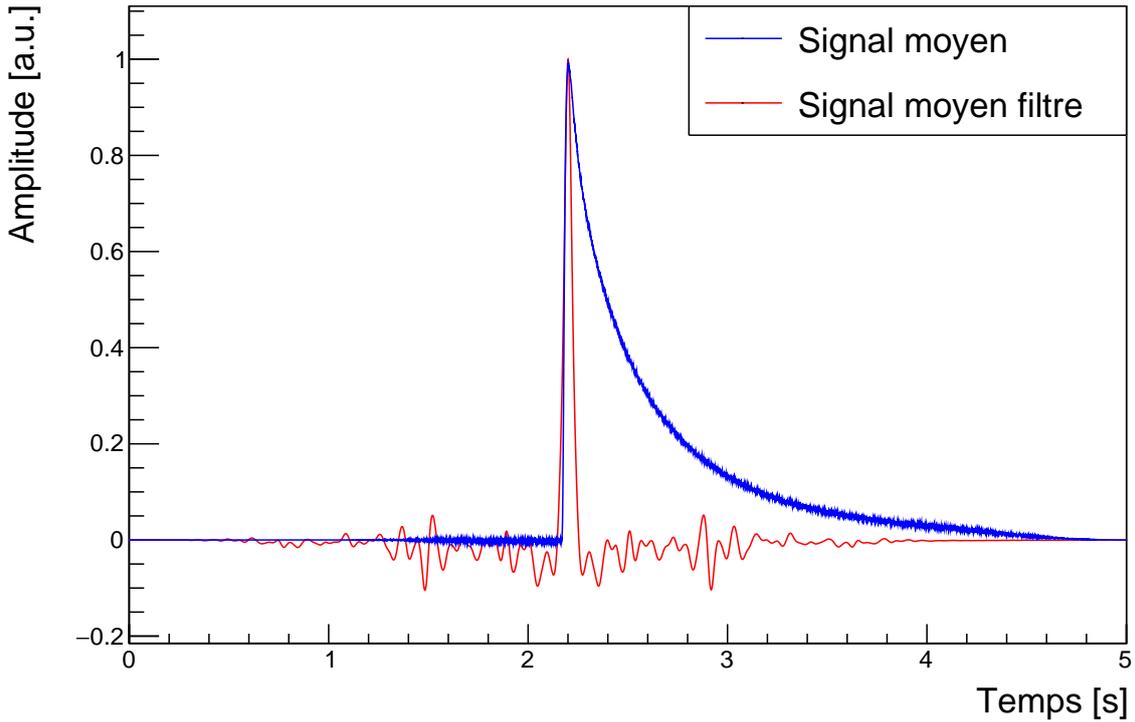


FIGURE 3.3 – Exemple d’un signal moyen et d’un signal moyen filtré utilisés dans le traitement des données avec la technique du Filtre Optimal.

courte (299 ns). Les bolomètres étant relativement lents, la particule α émise par le ^{212}Po se somme alors à l’énergie déposée par la décroissance du ^{212}Bi . Un cas de figure similaire peut se produire dans la chaîne de l’uranium avec le ^{214}Bi et le ^{214}Po . Ceci ne génère généralement pas de bruit de fond, étant donné que la particule α a une énergie bien au-delà de la $Q_{\beta\beta}$ dans la plupart des cas. Le bruit de fond dans la région d’intérêt peut également provenir des γ de haute énergie, en particulier ceux du ^{214}Bi qui possède quelques γ de très petite intensité au-delà de 3 MeV. La dernière source provient des α dégradés. En particulier, l’expérience CUORE a observé que ce bruit de fond est majoritaire dans cette expérience. En effet, leur bruit de fond dans la région d’intérêt du ^{130}Te ($Q_{\beta\beta} = 2527$ keV) vient pour 10% des particules β et γ et pour 90% des particules α [123]. Il devient alors nécessaire de pouvoir être capable d’identifier le type de particules déposant leur énergie. Par ailleurs, étant donné que la $0\nu\beta\beta$ est originaire du volume des cristaux, un enjeu est également d’identifier le bruit de fond de surface des cristaux.

3.3.2 Pile-up

Le pile-up peut constituer une source de bruit de fond pour l’étude de la $0\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo en particulier. Les pile-up correspondent à la coïncidence aléatoire de deux événements dans le même cristal. Étant donné la relative lenteur des bolomètres, il est probable que ces deux signaux se somment. En particulier, on peut calculer le nombre de pile-up attendus comme :

$$N_{\text{pile-up}} = N^2 \frac{\Delta t_{\text{eff}}}{t}, \quad (3.8)$$

où, N est le nombre d’évènements observés au total, Δt_{eff} est la résolution temporelle effective du bolomètre, et t est le temps pendant lequel le bolomètre est opéré. Dans le cas particulier du ^{100}Mo , sa

demi-vie étant relativement courte $\sim 7 \times 10^{18}$ ans [33], N est relativement grand et on peut s’attendre à observer des pile-up. Ce nombre dépend aussi de Δt_{eff} qui dépend de la faculté du bolomètre à discriminer ce type d’évènement. Celui-ci dépend de la réponse en temps du détecteur, mais aussi de la qualité des coupures. Ce temps effectif est généralement compris entre le temps associé à la fréquence d’échantillonnage utilisée lors de la prise de données, et le temps de montée de l’impulsion. En particulier, ce bruit de fond pourrait constituer un bruit de fond majeur pour la future expérience CUPID.

Les résultats de CUORE ont encouragé le développement de bolomètres scintillants. De tels détecteurs sont capables de discriminer les particules α des particules β/γ basé sur le fait qu’ils n’ont pas le même rendement lumineux. Cette scintillation est alors généralement détectée avec des *wafers* de germanium, opérés comme des bolomètres. Cela permet alors de diminuer drastiquement le bruit de fond dans la région d’intérêt. C’est dans ce cadre qu’ont été réalisées les expériences CUPID-0 et CUPID-Mo, utilisant respectivement des cristaux scintillants de ZnSe et de Li_2MoO_4 . Plus récemment, la question du bruit de fond pile-up est venue donner encore plus d’importance au choix de l’utilisation de détecteurs de lumière, qui ont des temps caractéristiques typiquement réduits d’un facteur 10 par rapport au cristal.

3.4 Bolomètres scintillants

La technologie des bolomètres scintillants repose sur la détection en simultanée de l’augmentation en température du cristal et de la lumière de scintillation émise. Le rendement lumineux des particules α étant différent de celui des particules β/γ , il est possible de rejeter le bruit de fond des α dégradés. Cette lumière est généralement détectée avec un *wafer* de germanium opéré comme un bolomètre.

Les bolomètres les plus étudiés dans le cadre de la $0\nu\beta\beta$ sont répertoriés dans le tableau 3.1. Plus d’information sur les différents types de cristaux et leurs développements peuvent être trouvés dans [160].

Cristal	Rendement lumineux [keV/MeV]
CdWO_4	6.0 – 24
CaMoO_4	1.9 – 4.8
Li_2MoO_4	0.55 – 1.0
TeO_2	~ 0.04
ZnSe	0.7 – 7.5

TABLE 3.1 – Bolomètres les plus étudiés pour la recherche de la $0\nu\beta\beta$ et leur rendement lumineux [160]. Le rendement lumineux est exprimé en quantité d’énergie émise sous forme de chaleur sur la quantité d’énergie émise sous forme de scintillation.

3.4.1 Principe

Le mécanisme de scintillation est complexe et n’est pas entièrement compris. On mesure dans la majorité des cas un rendement effectif, basé sur la mesure que l’on fait de la scintillation par rapport à l’énergie déposée dans l’absorbeur. Ce rendement est différent pour les α en comparaison avec les γ/β .

En général, on observe que les α ont un rendement lumineux plus petit (Li_2MoO_4 , CdWO_4) mais il est également possible d'observer le contraire (ZnSe). Dans le cas des cristaux de Li_2MoO_4 par exemple, on observe un signal comme celui indiqué figure 3.4. En traçant la quantité de lumière détectée en fonction de la quantité de chaleur mesurée, on observe plusieurs bandes caractéristiques. La bande bleue correspond aux évènements β/γ qui ont un rendement lumineux plus important. La bande rouge correspond aux évènements α avec un rendement lumineux inférieur. La scintillation permet également de rejeter quelques reculs nucléaires qui pourraient être détectés. Cependant, ces évènements ont des énergies maximales autour de la centaine de keV typiquement, et ne peuvent pas produire de bruit de fond dans la région d'intérêt. Cela permet également de rejeter quelques évènements non-physiques qui pourraient subsister dans les données, pour lesquels aucune lumière n'est détectée.

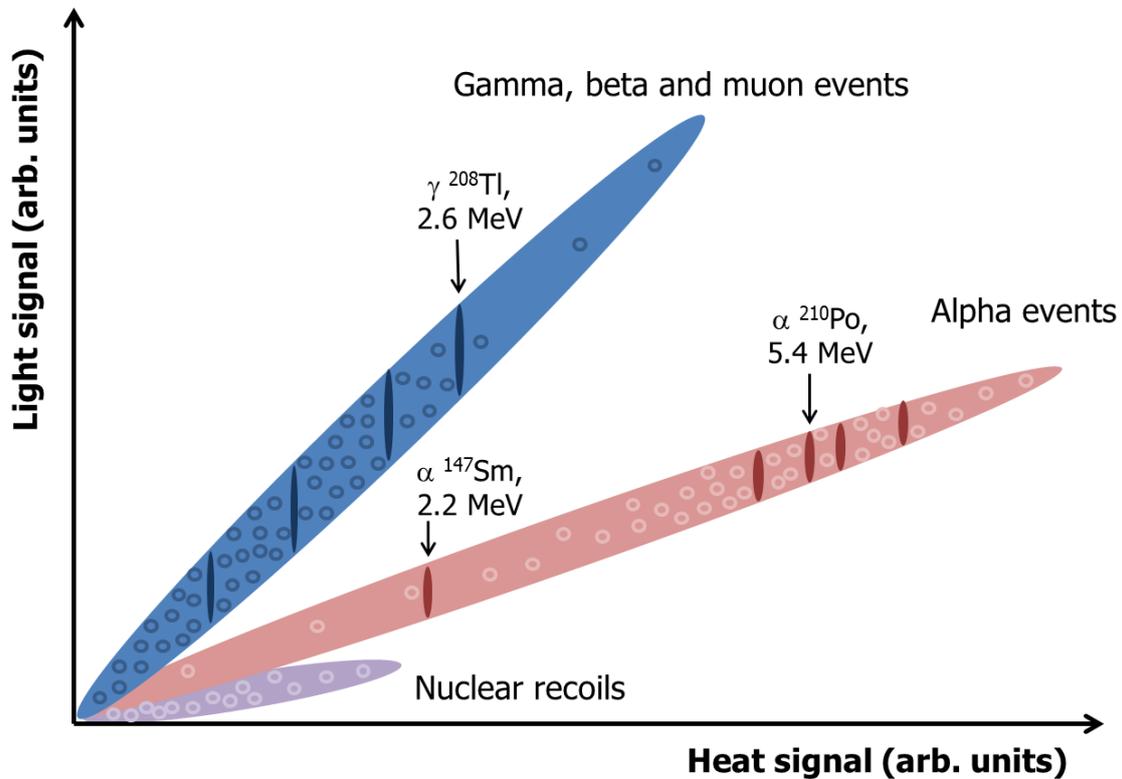


FIGURE 3.4 – Représentation schématique de la distribution de la lumière de scintillation détectée en fonction de la chaleur mesurée pour différents types de dépôts d'énergie. Les particules α et les reculs nucléaires ont un rendement lumineux inférieur au particules β/γ [160].

On définit généralement le pouvoir de discrimination des particules α à partir de la distribution du rendement lumineux, qui correspond à la quantité de lumière de scintillation normalisée par l'énergie déposée dans le cristal. À partir de cette distribution on définit le pouvoir de discrimination comme :

$$DP = \frac{|\mu_\alpha - \mu_{\beta/\gamma}|}{\sqrt{\sigma_\alpha^2 + \sigma_{\beta/\gamma}^2}} \quad (3.9)$$

où μ_α , et $\mu_{\beta/\gamma}$ sont respectivement le rendement lumineux moyen d'une particule α et d'une particule β/γ , et σ_α , et $\sigma_{\beta/\gamma}$, sont respectivement la largeur de la bande de rendement lumineux d'une particule

α et d'une particule β/γ . Un pouvoir de discrimination égal à 3.2 permet une réjection des α supérieure à 99.9% tout en conservant une acceptation des β/γ supérieure à 90% [160].

3.4.2 Détecteurs de lumière

Les détecteurs consistent généralement en des *wafers* de germanium, mais peuvent également être des *wafers* de silicium. Ils sont opérés comme des bolomètres avec un NTD collé sur sa surface. Le *wafers* étant bien plus petit que le cristal, le temps caractéristique des impulsions est typiquement d'un facteur 10 plus petit que dans ce dernier.

Les détecteurs de lumières sont généralement traités de sorte à maximiser la collecte de la lumière. En particulier, on évapore du SiO sur le *wafers* pour le rendre anti-réfléchissant.

Le signal dans le détecteur de lumière peut par ailleurs être amplifié par effet Neganov-Luke [161, 162]. Le semi-conducteur de germanium est placé dans un champ électrique stationnaire, qui amplifie la mesure calorimétrique de la radiation ionisante. Le champ est appliqué au Ge *wafers* via des électrodes en aluminium qui sont évaporées sur la surface. L'énergie déposée crée des paires d'électrons trous qui dérivent sous l'effet du champ électrique. Il y a alors un gain qui est caractérisé par le nombre de paires d'électrons trous qui amplifie le rapport signal sur bruit. Cela permet d'atteindre la discrimination voulue, en particulier dans une géométrie ouverte, mais aussi d'améliorer la réjection des pile-up qui dépend à la fois du temps de montée des impulsions et du rapport signal sur bruit [163]. Cela peut également être intéressant pour l'étude de cristaux de TeO₂ qui émet de la lumière Cerenkov et pourraient donc être utilisés comme bolomètres scintillants [164].

3.5 Perspectives

L'utilisation d'une telle technologie permet alors de ne plus être limité par les α dégradés. Il reste cependant un bruit de fond pile-up pour le cas du ¹⁰⁰Mo qui peut être réduit via l'utilisation de l'effet Neganov-Luke ou de TES. Par ailleurs le bruit de fond de surface des cristaux, et plus généralement les bruits de fond issus de l'environnement tendent à devenir les bruits de fond majoritaires pour les expériences de futures générations. Il est alors important de continuer le développement de cette technologie. C'est notamment ce qui est fait au travers des projets CROSS et BINGO.

3.5.1 CROSS

Le projet CROSS (Cryogenic Rare-event Observatory with Surface Sensitivity) est un programme de R&D dont le but est de développer la technologie de cristaux scintillants pour la recherche de la $0\nu\beta\beta$ pour les expériences de prochaine génération [165]. L'objectif final est d'opérer un démonstrateur de 32 cristaux de Li₂MoO₄ enrichis en ¹⁰⁰Mo. Les détecteurs de lumière consisteront en des *wafers* de germanium opérés avec l'effet Neganov-Luke. Le point principal de CROSS est le développement de bolomètres sensibles au bruit de fond de surface. En déposant des films métalliques, possiblement supraconducteurs, sur la surface des cristaux, la forme des signaux des événements de surface est modifiée et il est possible de rejeter en particulier les α de surface. Dans le cadre de ce projet, différents cristaux ont été étudiés pour la $0\nu\beta\beta$, mais également un cristal de CdWO₄ pour l'étude de g_A via la désintégration bêta du ¹¹³Cd, effectué dans le cadre de ce travail dans le chapitre 7.

3.5.2 BINGO

Un autre projet de R&D est BINGO (Bi-Isotope Next Generation $0\nu\beta\beta$ Observatory) [166]. L'idée est de construire un démonstrateur étudiant le ^{100}Mo et le ^{130}Te avec des cristaux de Li_2MoO_4 et de TeO_2 . Les détecteurs seront opérés avec des *wafers* Ge avec effet Neganov-Luke, ce qui est nécessaire pour la discrimination α du TeO_2 . Le but est aussi d'utiliser un veto actif, qui consiste en un scintillateur BGO ou ZnWO, pour rejeter le bruit de fond γ externe grâce aux coïncidences, et d'opérer les cristaux dans une structure utilisant le minimum de matériaux passifs possible. L'objectif est alors d'obtenir un indice de bruit de fond de 10^{-5} coups/keV/kg/an.

La technologie des bolomètres scintillants est donc très prometteuse pour les prochaines expériences comme CUPID. La possibilité d'étudier différents cristaux la rend très intéressante et des progrès sont en cours concernant la diminution du bruit de fond. L'étude de nouveaux cristaux basés sur des noyaux ayant les plus hautes Q-value est aussi importante, elle pourrait ouvrir la voie à un avenir encore plus radieux pour l'étude de la $0\nu\beta\beta$ via l'utilisation de bolomètres.

Chapitre 4

Le modèle de bruit de fond de CUPID-Mo

Aujourd'hui, les mots nous abandonnent. Mais il restera dans mes nuits, l'écho du sémaphore, et au fond les orages, sans répit s'enlacent et se tordent, depuis longtemps déjà.

Requin Chagrin, "Sémaphore"

L'expérience CUPID-Mo était une expérience de double désintégration bêta sans émission de neutrinos ($0\nu\beta\beta$) située au Laboratoire Souterrain de Modane. CUPID-Mo était un démonstrateur de la future expérience CUPID (voir chapitre 6) et a étudié la $0\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo à l'aide de bolomètres scintillants de Li_2MoO_4 . Le premier objectif de CUPID-Mo était de démontrer la reproductibilité et la qualité des performances des détecteurs en termes de résolution énergétique, de capacité de réjection des particules α , et de radiopureté des cristaux. Étant donné les excellents résultats obtenus, la technologie de cristaux scintillants de Li_2MoO_4 a été choisie pour CUPID. CUPID-Mo a également pu fixer la meilleure limite sur la demi-vie de la $0\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo , a pu mesurer la désintégration $2\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru , a obtenu le plus bas bruit de fond pour une expérience bolométrique étudiant la double bêta, et a pu effectuer la mesure la plus précise de la demi-vie de la $2\nu\beta\beta$ vers l'état fondamental du ^{100}Mo .

Dans cette partie nous présentons l'expérience CUPID-Mo, l'analyse de ses données et ses principaux résultats. Nous présentons ensuite le modèle de bruit de fond, qui permet d'obtenir l'indice de bruit de fond dans la région d'intérêt. Une étude de la forme et de la demi-vie de la $2\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo , basée sur ce modèle de bruit de fond est présentée dans le chapitre suivant.

Mon travail a consisté en l'élaboration du modèle de bruit de fond, sections 4.6 et 4.7, qui a fait l'objet d'un papier [167] publié dans le journal EPJC. Ce chapitre reprend ainsi majoritairement ce papier.

4.1 L'expérience CUPID-Mo

L'expérience a été installée en janvier 2018 dans le cryostat d'EDELWEISS-III [168] au Laboratoire Souterrain de Modane, situé sous 1700 mètres de roche. CUPID-Mo a pu prendre des données dans des conditions stables entre mars 2019 et juin 2020. CUPID-Mo consistait en 20 modules de cristaux scintillants de Li_2MoO_4 (LMO) arrangés en cinq tours contenant chacune 4 modules. Plus d'informations sur le dispositif expérimental sont renseignées dans [127].

Chaque module consiste en un cristal de $^{100}\text{Li}_2\text{MoO}_4$ et un *wafers* de germanium, qui sont chacun instrumentés avec un NTD et assemblés dans une pièce en cuivre. Les *wafers* de germanium sont donc

opérés comme des bolomètres, et permettent de détecter la lumière de scintillation. Les cristaux ont été enrichis en ^{100}Mo à hauteur de $\sim 97\%$. Les cristaux et les détecteurs de lumières (LD) sont fixés au moyen de pièces en PTFE, qui servent aussi de lien thermique, comme indiqué sur la figure 4.1. Les cristaux sont également chacun équipés d'une puce en silicium (heater) permettant d'injecter périodiquement une puissance constante. Ces puces permettent d'effectuer une correction sur les données pour prendre en compte les éventuelles variations de température des détecteurs. Des feuilles réfléchissantes sont installées autour de chaque cristal, à l'intérieur de la pièce en cuivre, pour améliorer la collecte de la lumière par le *wafer* de germanium. De plus, un revêtement en SiO a été évaporé sur les deux cotés du *wafer*, afin de rendre les surfaces anti-réfléchissantes, ce qui améliore la collecte de la lumière de $\sim 35\%$ [169]. Les cristaux sont de forme cylindrique avec un diamètre de ~ 44 mm et une hauteur de ~ 45 mm, pour une masse de ~ 0.2 kg. La masse totale des cristaux est de 4.158 kg, ce qui correspond à 2.264 kg de ^{100}Mo . Les *wafers* de germanium sont également cylindriques avec un diamètre de 44.5 mm et une épaisseur de 175 μm .

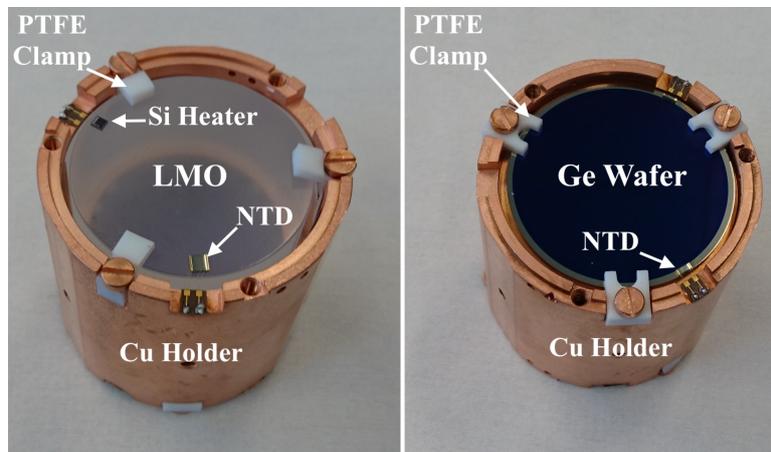


FIGURE 4.1 – Exemple d'un module de CUPID-Mo. À gauche, une vue du dessus, où l'on distingue le cristal, les pièces en PTFE, le NTD et le "heater" en silicium. Une feuille réfléchissante entoure le cristal mais n'est pas visible ici. Le tout est entouré d'une pièce en cuivre. À droite, le même module vu depuis la face opposée. Un NTD est également collé sur le *wafer* de germanium. [126]

Chaque tour est suspendue au moyen de ressorts en acier inoxydable qui permettent de réduire les vibrations. Les signaux des détecteurs sont lus par des câbles NOMEX, des fils de cuivre et de constantan reliés à un circuit en Kapton. Les détecteurs EDELWEISS sont également équipés de circuits en Kapton et de connecteurs MillMax. L'ensemble du dispositif expérimental est constitué de quatre galettes en cuivre de qualité NOSV¹ qui soutiennent 12 tours (incluant les tours d'EDELWEISS) comme indiqué sur la figure 4.2.

Le cryostat est constitué de cinq écrans thermiques en cuivre à des températures de 10 mK, 1 K, 50 K, 100 K, et 300 K. Les écrans sont composés de cuivre de qualité NOSV et CUC2 (cuivre d'une pureté $> 99.990\%$). Un blindage interne en polyéthylène est installé entre les détecteurs et le blindage interne en plomb. Ce blindage en polyéthylène permet de protéger les détecteurs du bruit de fond neutron produit par les réactions (α, n) ou induits par les muons [170]. Le blindage interne en plomb consiste en 14 cm de plomb romain [171] installé dans le cryostat, à une température de 1 K, entre le dispositif expérimental et l'unité de dilution, comme indiqué sur la figure 4.4. Le but de ce blindage est de réduire le bruit de fond provenant de la radioactivité naturelle présente en dessous des détecteurs, en l'occurrence, essentiellement en provenance de l'électronique et de l'unité de dilution.

1. Cuivre pure à 99.9975%.

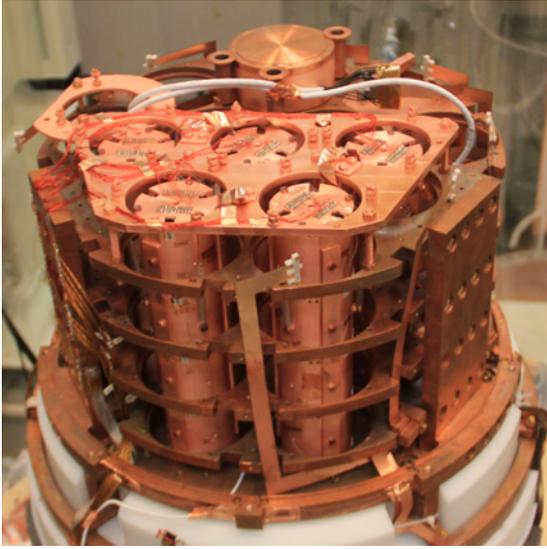


FIGURE 4.2 – L’expérience CUPID-Mo installée dans le cryostat d’EDELWEISS. Les cinq tours contiennent chacune 4 modules de détecteurs.

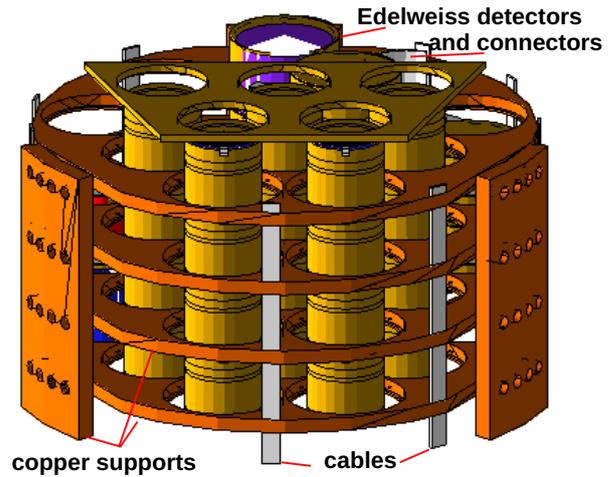


FIGURE 4.3 – Géométrie de l’expérience telle qu’implémentée dans GEANT4. Cela inclut les cinq tours, les LMOs, les détecteurs de lumière, les pièces en PTFE, les feuilles réfléchissantes, les câbles et les éléments de la structure en cuivre.

Le blindage externe consiste en 20 cm de plomb, où les 2 cm les plus internes sont du plomb romain. L’air entre le dernier écran en cuivre à 300 K et le blindage externe en plomb est balayé avec de l’air appauvri en radon. Le niveau moyen de radon dans l’air est de 20 mBq/m^3 [172]. Un nouveau blindage externe en polyéthylène de 50 cm d’épaisseur est installé autour du blindage en plomb, là aussi pour réduire le bruit de fond neutron. Des scintillateurs plastiques entourent l’ensemble pour permettre la réjection du bruit de fond muon [173]. Ces éléments sont visibles sur la figure 4.5.

4.2 Données expérimentales

Dans cette section, nous présentons le traitement ainsi que l’analyse des données de CUPID-Mo. L’objectif de cette étape étant de produire des spectres en énergie exploitables pour des analyses de physique. Plus de détails sur cette partie sont donnés dans [126].

4.2.1 Prise de données

Les données utilisées pour ce travail sont les mêmes que celles utilisées pour l’étude de la demi-vie de la $0\nu\beta\beta$ [126] et de l’étude de la $2\nu\beta\beta$ et de la $0\nu\beta\beta$ vers les états excités [88]. L’acquisition des données a été effectuée entre janvier 2019 et juin 2020 pour une exposition totale de 2.71 kg-an, correspondant à une exposition de 1.47 kg-an de ^{100}Mo . Les données ont été enregistrées sous la forme d’un flux temporel continu et numérisées avec une fréquence d’échantillonnage de 500 Hz. L’acquisition s’est déroulée en alternant des prises de données de calibration, et de bruit de fond, sur des périodes de 10 à 100 heures. La calibration est donc effectuée à intervalle de temps régulier, en plaçant une source de $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ proche des cristaux. Pour la calibration des détecteurs de lumière, une source de ^{60}Co qui produit des rayons X dans le ^{100}Mo est utilisée. Les données sont divisées en douze périodes d’environ un mois, appelées *dataset*.

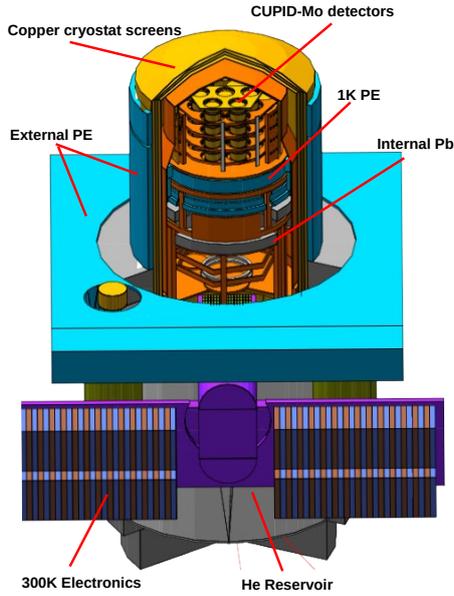


FIGURE 4.4 – Visualisation de la géométrie GEANT4 de l'infrastructure cryogénique.

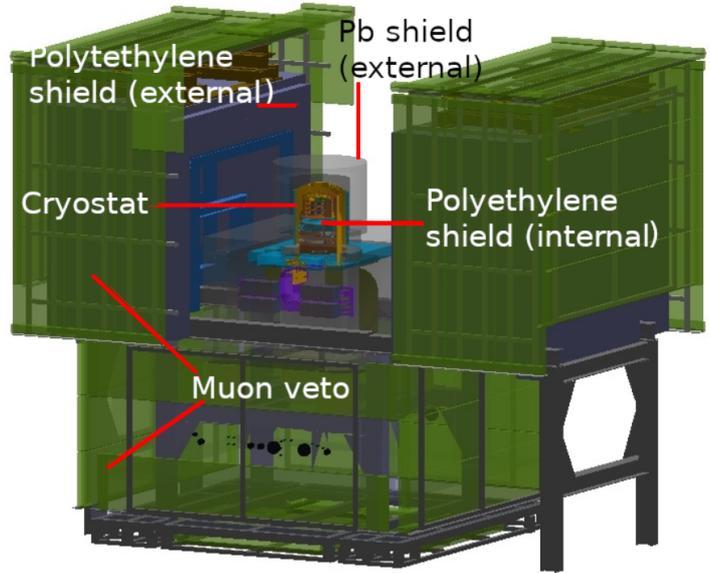


FIGURE 4.5 – Visualisation de la géométrie GEANT4 du cryostat, du veto à muons, et des blindages en polyéthylène et en plomb.

4.2.2 Traitement des données

Les données ont été traitées à partir des logiciels Apollo et Diana [174, 175], basés sur C++, développés initialement par la collaboration CUORE, et aussi utilisés par CUORICINO, CUPID-0, et CUPID [176]. Les événements sont déclenchés en utilisant la méthode "optimum trigger" [177]. Cette méthode nécessite de construire un signal moyen et une densité spectrale de bruit. Un exemple de signal moyen est présenté figure 4.6 pour le LMO et le LD. Ces deux éléments sont utilisés pour construire un filtre optimal qui maximise le rapport signal sur bruit. Les événements sont déclenchés, et les amplitudes sont extraites en utilisant ce filtre optimal avec un seuil correspondant à 10σ du bruit de fond de la ligne de base pour le canal correspondant. Des fenêtres temporelles de 3 s sont utilisées pour le canal de chaleur et de lumière. Chaque LMO fait face à un ou deux LD, appelés canaux secondaires. Ils sont numérotés S1/S2, où S1 est le LD avec les meilleures performances (plus bas bruit et meilleur rendement lumineux).

Stabilisation

Après avoir reconstruit les amplitudes, il est nécessaire de stabiliser les données, i.e., de corriger les possibles variations de températures. Une légère fluctuation peut causer des différences d'amplitude pour une même énergie donnée, qui impacte finalement la résolution énergétique. Cette correction est effectuée à partir du pic γ de 2615 keV observé dans les données de calibration. Concrètement, cela consiste en un ajustement de l'amplitude (A) extraite en fonction de la valeur de la ligne de base (b_μ) par une fonction linéaire ($f(b_\mu)$). L'amplitude est ensuite corrigée telle que $C = (A/f(b_\mu)) \cdot 2615$. Cette correction est ensuite appliquée aussi bien aux données de calibration qu'aux données de bruit de fond correspondantes.

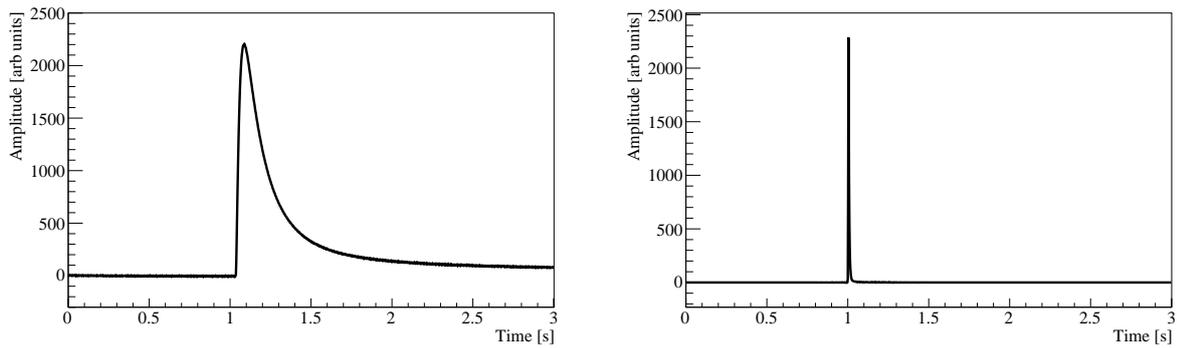


FIGURE 4.6 – Exemple d’une impulsion moyenne pour un LMO (gauche) et un LD (droite). L’impulsion du LMO est bien plus longue, ce qui est dû à la capacité thermique qui est plus grande pour les LMOs que pour les *wafers* de germanium. [126]

Calibration

La calibration en énergie est effectuée en utilisant les quatre pics γ observés les plus intenses de la source U/Th, soit les pics à 609, 1120, 1764, et 2615 keV. Les formes des pics sont ajustées avec une fonction de Heaviside "smearée" et une contribution linéaire pour le bruit de fond, et une fonction boule de cristal (crystal ball function) pour la forme du pic. La position des pics en fonction des valeurs de la littérature est ensuite ajustée avec une fonction polynomiale du second ordre passant par zéro. Le détecteur de lumière est calibré en utilisant la source de ^{60}Co . Le ^{60}Co produit des γ de 1173 keV et 1333 keV qui interagissent avec le cristal et produisent des rayons X de fluorescence. En particulier le molybdène produit des rayons X d’énergie ~ 17 keV. La calibration est ensuite réalisée à partir de la position de ce pic et en considérant une réponse linéaire en énergie du détecteur de lumière.

4.2.3 Sélection des données

Des coupures sont ensuite appliquées aux données, d’abord pour supprimer les événements non-physique. Ces coupures basiques consistent à réclamer un seul déclenchement dans une fenêtre temporelle de 3 s, à rejeter les périodes où les détecteurs opéraient dans de mauvaises conditions, et à rejeter les événements avec un temps de montée ou une valeur de pente de ligne de base inhabituels.

Coupures sur la forme des impulsions

Une contribution possiblement importante du bruit de fond pourrait venir des événements pile-up dans lesquels au moins deux événements se superposent dans un même détecteur LMO. Cela impacte l’estimation de l’amplitude de l’impulsion, qui peut potentiellement créer un bruit de fond dans la région d’intérêt. Une coupure sur la forme des impulsions (PSD) est alors effectuée. Une partie de cette coupure est basée sur la méthode d’analyse en composantes principales (PCA) détaillée dans [126]. Une coupure est également définie sur le temps de montée et sur un calcul du χ^2 en comparaison avec le signal moyen.

Multiplicité

La plupart des événements $0\nu\beta\beta$ dépose leur énergie dans un seul cristal. Pour diminuer le bruit de fond, il est alors possible de rejeter les événements déposant simultanément de l’énergie dans plusieurs cristaux. En particulier, les γ sont susceptibles de déposer leur énergie dans plusieurs cristaux par

exemple via l'effet Compton. Dans le cas où plusieurs γ sont émis par la même décroissance, il est aussi assez probable qu'ils déposent leur énergie dans plusieurs cristaux. La multiplicité d'un évènement est alors définie comme le nombre d'impulsions dans différents LMOs au-delà du seuil d'analyse en énergie (fixé à 40 keV) dans une fenêtre temporelle de ± 10 ms. Cela permet également de construire un spectre d'évènements de multiplicité 2, qui est par ailleurs important pour la construction du modèle de bruit de fond.

Identification des particules

Il est possible de discriminer les particules α des particules β/γ grâce aux détecteurs de lumière. La coupure est basée sur le fait que les particules β/γ ont un rendement lumineux plus important que les particules α . Les candidats β/γ sont sélectionnés en utilisant la procédure suivante. Les signaux des LDs sont normalisés en définissant la variable n , comme étant la différence entre l'énergie mesurée dans le LD, E_{LD} , et la valeur moyenne attendue pour un dépôt β/γ à cette énergie dans le LD, L , divisée par la largeur de la bande de lumière observée à cette énergie, σ . Chaque détecteur de lumière ayant ses propres caractéristiques, la variable n est définie pour chaque cristal c , chaque *dataset* d , et pour chaque canal secondaire s , i.e. :

$$n_{c,s,d} = \frac{E_{LD} - L_{c,d,s}(E)}{\sigma_{c,d,s}(E)}, \quad (4.1)$$

où E est l'énergie mesurée dans le cristal. Ce paramètre $n_{c,s,d}$ possède donc une distribution centrée en zéro pour les évènements γ/β . Les fonctions $L_{c,d,s}(E)$ et $\sigma_{c,d,s}(E)$ sont obtenues à partir de tranches d'énergies qui sont chacune ajustées par une gaussienne pour déterminer la moyenne et la résolution. Les moyennes sont ensuite ajustées avec une fonction polynomiale du second ordre et les résolutions sont ajustées par une fonction de la forme :

$$\sigma(E) = \sqrt{p_0^2 + p_1 \cdot E}, \quad (4.2)$$

où p_0 et p_1 représentent respectivement la résolution énergétique de la ligne de base, et la dépendance en énergie de la résolution. Pour les évènements associés à deux détecteurs de lumière, on attend que la distribution 2D de $n_{c,d,1}$ en fonction de $n_{c,d,2}$ soit une gaussienne à deux dimensions. Cette distribution est présentée figure 4.7. Elle ne présente pas de corrélation évidente entre les variables $n_{c,d,1}$ et $n_{c,d,2}$, et on définit la coupure :

$$D = \sqrt{n_{c,d,1}^2 + n_{c,d,2}^2} < 4. \quad (4.3)$$

Si un seul LD est disponible, la coupure est tout de même effectuée, mais en considérant seulement la variable à laquelle on a accès, soit $D = n_{c,d,1} < 4$.

Une coupure en lumière a aussi été réalisée pour les évènements de multiplicité 2 comme décrit en détail dans [88]. En particulier, il peut arriver que la scintillation détectée par un LD corresponde à la somme d'un dépôt d'énergie dans les cristaux situés au-dessus et en dessous de celui-ci. Une modélisation analogue à celle qui est effectuée pour les évènements de multiplicité 1 est alors réalisée. La coupure consiste cependant ici, à réclamer que la lumière normalisée soit comprise entre -10 et 10σ sauf pour un LD. En effet, pour un LD particulier, une contamination accidentelle en ^{60}Co a été observée. Cette contamination produit généralement un γ détecté par le LMO et un β qui dépose directement son énergie dans le LD. Pour les deux LMOs adjacents à ce LD, la coupure est -10 à 3σ , pour tenir compte de l'énergie déposée dans le *wafers*. Pour réduire encore plus ce bruit de fond, une coupure globale en anti-coïncidence est réalisée vis à vis de ce détecteur de lumière, en rejetant n'importe quel évènement déclenchant ce LD (avec une énergie > 2 keV) dans une fenêtre temporelle de 5 ms.

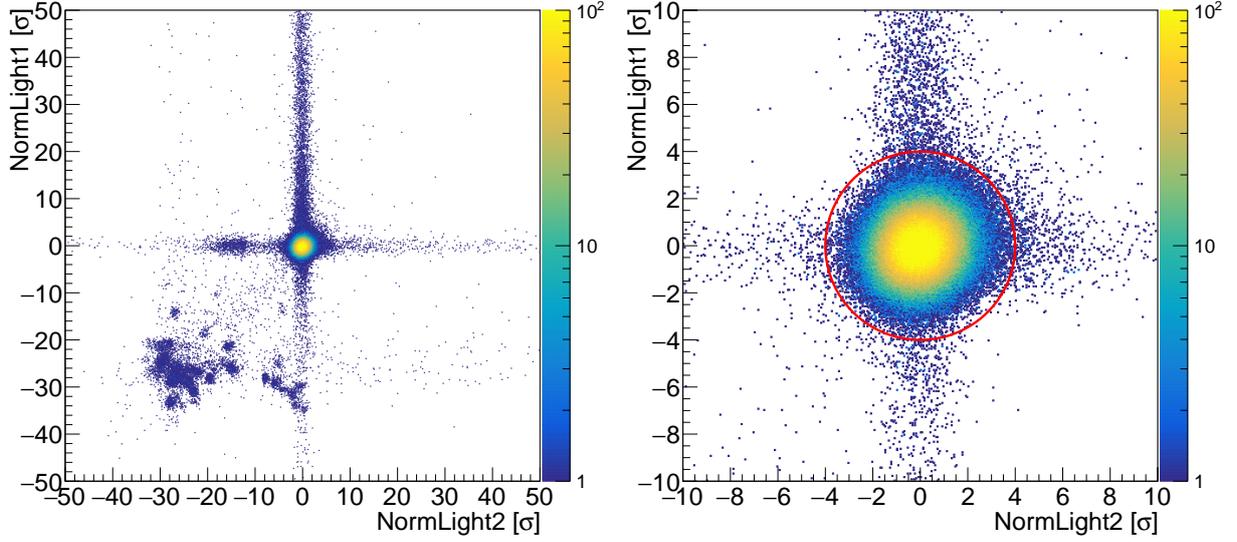
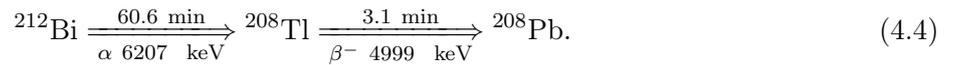


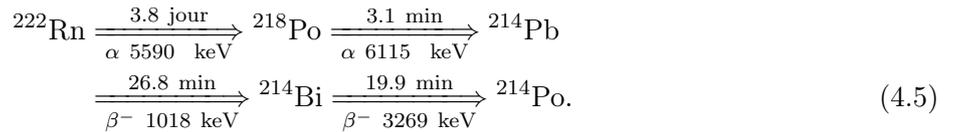
FIGURE 4.7 – Distribution 2D de la variable de lumière normalisée pour des dépôts d’énergie dans le LMO > 1 MeV (gauche). Les évènements peuplant la partie en bas à gauche de la figure de gauche correspondent aux particules α . Même distribution zoomée avec la coupure $D < 4$ (droite). Les évènements β/γ sont distribués en zéro. [126]

Coïncidences retardées

La radioactivité naturelle provenant des chaînes du ^{232}Th et du ^{238}U dans les cristaux peuvent constituer un bruit de fond important dans nos données. De manière analogue aux autres expériences bolométriques [178, 179], il est possible d’exploiter la corrélation temporelle de ces chaînes de désintégrations pour réduire le bruit de fond. En particulier, il est possible de rejeter les désintégrations β du ^{214}Bi (chaîne du ^{238}U) et du ^{208}Tl (chaîne du ^{232}Th) qui peuvent produire un bruit de fond comme évoqué dans les sections 2.3.3 et 3.3. Le principe de cette coupure est représenté schématiquement sur la figure 4.8. La sous-chaîne de désintégrations produisant le ^{208}Tl est la suivante :



La coupure consiste alors à identifier la désintégration α du ^{212}Bi , avec une énergie 6000 – 6300 keV, et à rejeter les évènements ayant lieu dans une fenêtre temporelle égale à dix fois la valeur de la demi-vie du ^{208}Tl , soit $10 \times T_{1/2} = 1830$ s, après cette identification. Étant donné la très faible radioactivité de CUPID-Mo, il est possible d’effectuer une coupure analogue pour rejeter la désintégration β du ^{214}Bi . La sous-chaîne produisant le ^{214}Bi est la suivante :



Il est alors possible d’identifier les désintégrations α du ^{222}Rn ou du ^{218}Po en appliquant un temps mort relativement long. Les coupures en énergies utilisées pour identifier les α sont de 5985 – 6145 keV pour le ^{218}Po et 5460 – 5620 keV pour le ^{222}Rn . Un temps mort est ensuite appliqué de telle sorte que 99 % des désintégrations du ^{214}Bi soient rejetées, ce qui est évalué au moyen de simulations Monte-Carlo. Il en résulte un temps mort de 13860 s pour le ^{222}Rn et 13620 s pour le ^{218}Po . Le temps

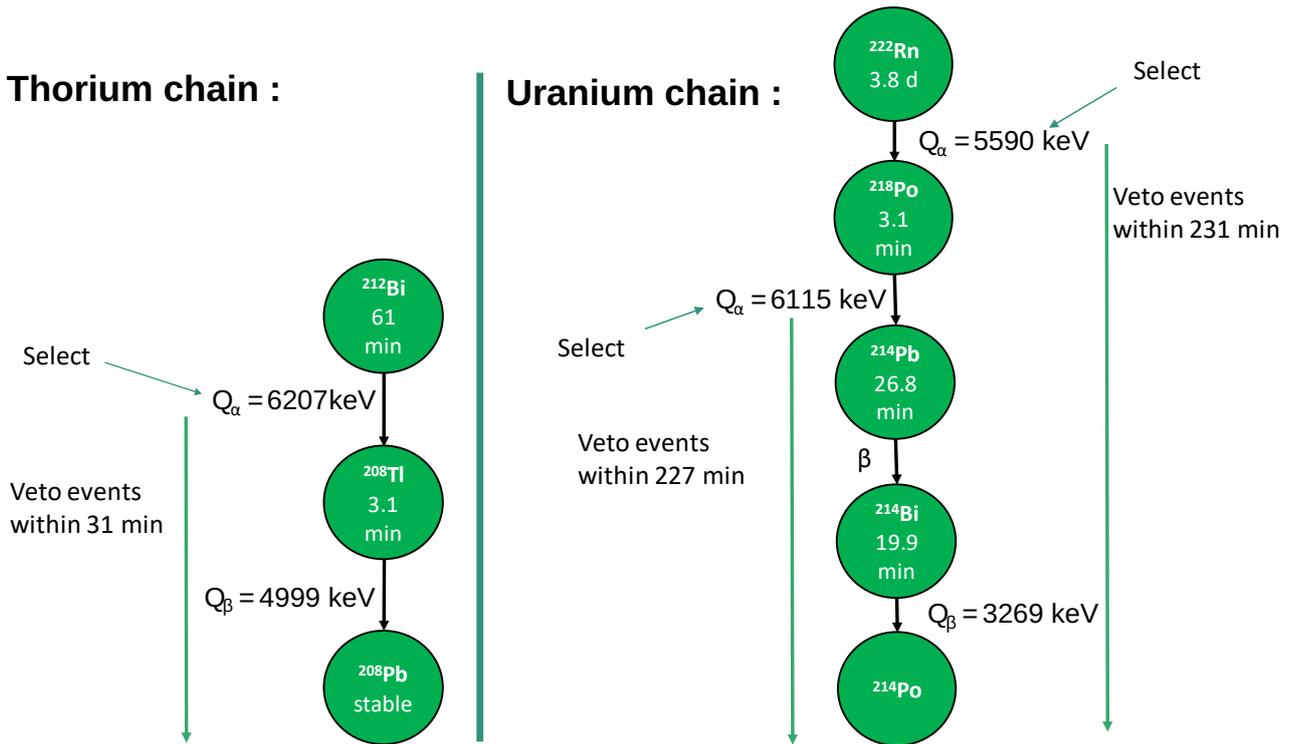


FIGURE 4.8 – Schéma de principe des coupures sur les coïncidences retardées. On identifie certaines désintégrations α de la chaîne du thorium et de l'uranium pour rejeter les désintégrations β du ^{208}Tl et du ^{214}Bi respectivement.

mort alors appliqué n'affecte que de manière négligeable la sensibilité sur la demi-vie de la $0\nu\beta\beta$, voir section 4.2.5.

Veto à muons

Malgré la profondeur du Laboratoire Souterrain de Modane, qui permet de se prémunir de la majorité du flux de muons, ceux-ci peuvent tout de même constituer un bruit de fond non-négligeable. Le cryostat d'EDELWEISS possède un système de veto à muons qui permet une bonne réjection de ces événements. Les événements observés dans les données dans un intervalle de temps de 5 ms avec un déclenchement dans le veto à muons sont rejetés. Le veto permet une couverture géométrique de 98 % avec une efficacité de $\mathcal{O}(90\%)$ d'identification des muons [173].

4.2.4 Spectres énergétiques

À l'aide de ces coupures, il est possible de construire les trois spectres suivants :

- $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$: Évènement dans un seul détecteur identifié comme un β/γ ;
- \mathcal{M}_2 : Évènement en coïncidence entre deux cristaux, identifiés comme des β/γ , où les deux énergies déposées sont sommées ;
- $\mathcal{M}_{1,\alpha}$: Évènement dans un seul détecteur dans la région d'énergie des particules α (> 3 MeV).

Le spectre $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ est dominé par la désintégration $2\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo étant donné sa demi-vie relativement courte ($\sim 7 \times 10^{18}$ ans) et les faibles niveaux de contaminations. De ce fait, relativement

peu de pics sont observables dans ce spectre au contraire du spectre \mathcal{M}_2 qui ne contient qu'une petite fraction d'évènements $2\nu\beta\beta$ et permet donc de contraindre efficacement les positions des contaminations radioactives. Le spectre $\mathcal{M}_{1,\alpha}$ contient plusieurs pics α et permet de contraindre la radioactivité interne des cristaux et celle des éléments proches, étant donné que le parcours d'un α est très court. Ces spectres sont présentés figure 4.9.

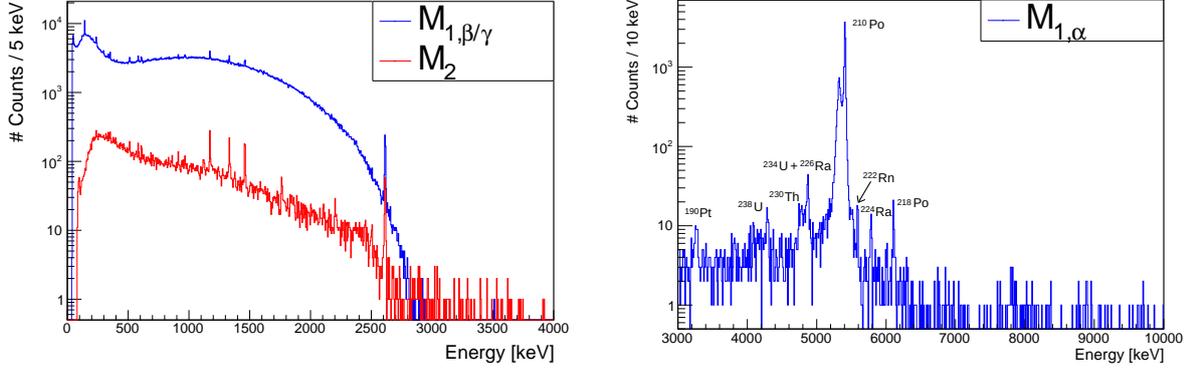


FIGURE 4.9 – Spectres expérimentaux de CUPID-Mo. À gauche, le spectre $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ qui correspond aux évènements déposant leur énergie dans un détecteur identifié comme un β/γ et le spectre \mathcal{M}_2 qui correspond aux évènements déposant leur énergie dans deux détecteurs et identifiés comme des β/γ , où les énergies sont sommées. À droite, le spectre $\mathcal{M}_{1,\alpha}$ qui correspond aux évènements dans la gamme d'énergie des particules α .

On peut en particulier s'attarder sur le spectre $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$, qui est celui d'intérêt pour la recherche de la $0\nu\beta\beta$, en observant l'influence des coupures sur la figure 4.10. Au niveau de la région d'intérêt, donc autour de $Q_{\beta\beta}$, la coupure la plus importante est la coupure en lumière (spectre bleu) qui rejette une large partie du bruit de fond provenant des α dégradés.

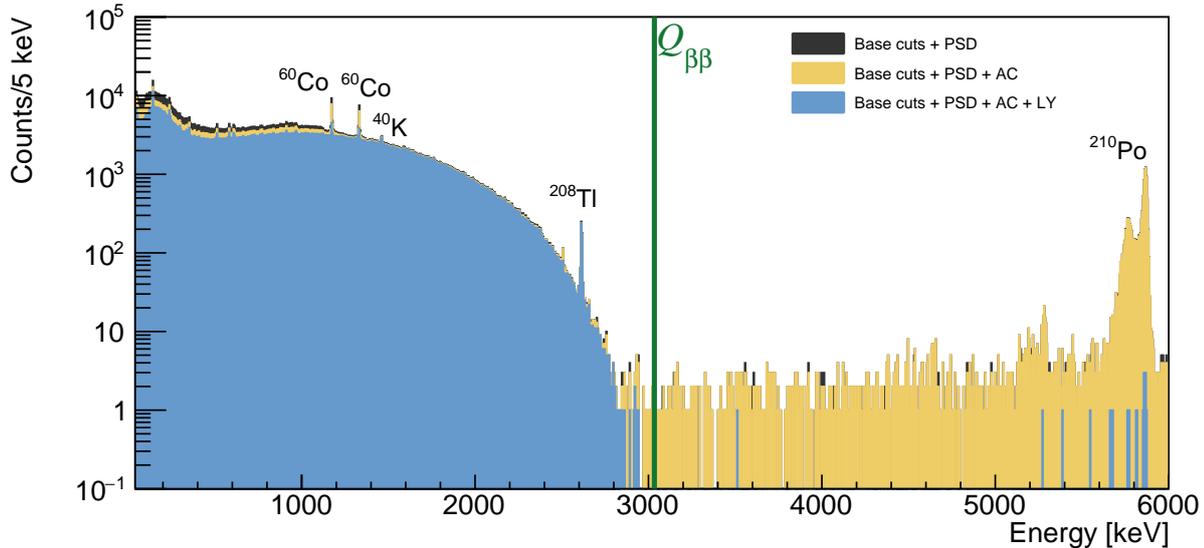


FIGURE 4.10 – Spectre $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ de CUPID-Mo. La coupure sur la forme des impulsions (PSD) permet de construire un spectre d'évènements physique. La coupure en anti-coïncidence (AC) permet de rejeter les évènements de multiplicité supérieure à un, et les coïncidences retardées. La coupure en lumière (LY) élimine quasiment tout le bruit de fond des α dégradés. [126]

Coupure	Méthode d'évaluation	Efficacité [%]
PSD ($\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$)	pics γ $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$	95.2 ± 0.5
PSD (\mathcal{M}_2)	pics γ \mathcal{M}_2	96.9 ± 0.5
Lumière ($\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$)	pics γ $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$	99.4 ± 0.4
Lumière (\mathcal{M}_2)	pics γ \mathcal{M}_2	97.7 ± 1.8
Multiplicité	^{210}Po	99.55 ± 0.07
Temps de montée	pics γ $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$	99.8 ± 0.2
Anti-coïncidence LD	^{210}Po	99.976 ± 0.017
Veto à muon	^{210}Po	99.62 ± 0.07
Coïncidences retardées	^{210}Po	99.16 ± 0.01
Pile-up	Bruit	95.7 ± 1.0
Total $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$		88.9 ± 1.1
Total \mathcal{M}_2		83.3 ± 2.5
Total $\mathcal{M}_{1,\alpha}$		94.7 ± 1.0

TABLE 4.1 – Efficacité des coupures dans CUPID-Mo.

4.2.5 Efficacité

Les efficacités des différentes coupures sont évaluées de différentes manières. L'efficacité des coupures en PSD, en temps de montée, et en lumière sont évalués grâce aux pics γ dans les spectres $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ et \mathcal{M}_2 . Aucune dépendance énergétique de ces coupures ne peut être clairement observée. Pour les coupures qui consistent en des temps morts, i.e., la multiplicité, le veto à muons, les coïncidences retardées et l'anti-coïncidence avec le LD contaminé en ^{60}Co , les efficacités sont évaluées à partir du pic α du ^{210}Po . L'efficacité de la coupure en pile-up, soit la probabilité d'avoir une autre impulsion dans la fenêtre de 3 s, est évaluée en utilisant des déclenchements aléatoires dans le bruit. Cette efficacité correspond alors au rapport du nombre d'évènements de bruit qui n'ont qu'un seul déclenchement dans la fenêtre de 3 s sur le nombre total d'évènements de bruit. Les efficacités résultantes sont présentées dans le tableau 4.1.

4.2.6 Biais et résolution énergétique

La linéarité et la résolution en énergie des détecteurs sont déterminées à partir des pics γ des données de bruit de fond et de calibration. En particulier, l'objectif est d'obtenir la résolution au niveau de la $Q_{\beta\beta}$ en extrapolant les données de calibration vers les données de bruit de fond. Chaque LMO dans chaque *dataset* possède sa propre résolution énergétique. Dans un premier temps, le pic à 2615 keV est ajusté pour extraire la résolution dans les données de calibration pour chaque paire cristal-*dataset*. Dans un second temps, les pics γ observés dans le bruit de fond sont ajustés de sorte à extraire une résolution en fonction de l'énergie pour chaque paire cristal-*dataset* de manière simultanée.

La fonction utilisée pour l'ajustement est la suivante :

$$f(E) = \sum_d \sum_c \frac{(Mt)_{c,d}}{Mt} f_g(E; \mu, \sigma_{c,d} \cdot R), \quad (4.6)$$

où c est le cristal, d le *dataset*, Mt est l'exposition, $f_g(E)$ est une gaussienne, μ est la moyenne, σ la résolution, et R un facteur d'échelle entre les données de calibration et les données de bruit de fond qui est commun à toutes les paires cristal-*dataset*. Chaque pic des données de bruit de fond est ajusté avec cette fonction. Il est alors ensuite possible d'obtenir le facteur d'échelle R pour chaque pic γ . Traditionnellement, la résolution pour un calorimètre est donnée par :

$$\sigma(E) = \sqrt{\sigma_0^2 + p_1 E}, \quad (4.7)$$

où le terme σ_0 est relié au bruit de fond de la ligne de base, et p_1 caractérise une dépendance énergétique. Le résultat obtenu est montré figure 4.11. Le facteur d'échelle extrapolé est $R(3034\text{keV}) = 1.126 \pm 0.052$. Finalement, la résolution moyenne obtenue, pondérée par l'exposition, est de 7.4 ± 0.4 keV FWHM à 3034 keV [126].

L'ajustement réalisé avec la fonction définie équation 4.6 permet également d'extraire la position des différents pics γ observés. Cela permet d'évaluer le biais en énergie en comparant la position des pics reconstruits μ et les valeurs de la littérature μ_{lit} comme indiqué sur la figure 4.12. La partie basse de la figure représente les résidus en fonction de μ_{lit} qui sont ajustés avec une fonction polynomiale du second ordre. Le biais énergétique au niveau de $Q_{\beta\beta}$ obtenu est de $E - Q_{\beta\beta} = (-0.42 \pm 0.30)$ keV [126].

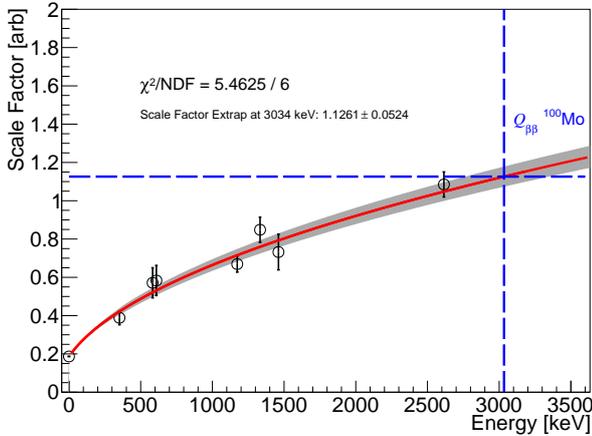


FIGURE 4.11 – Facteur d'échelle de la résolution ajustée avec la fonction définie équation 4.7. [126]

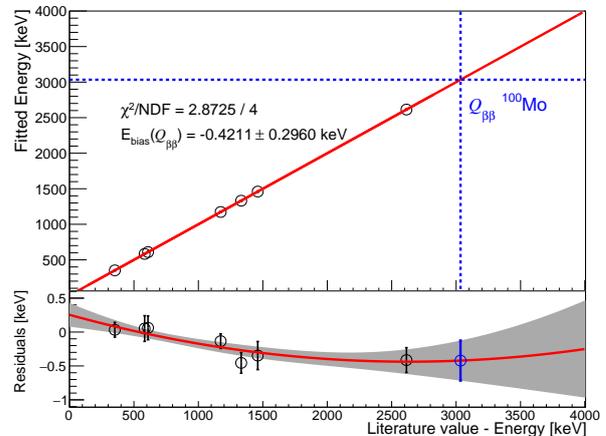


FIGURE 4.12 – Biais en énergie dans les données de bruit de fond. Les résidus sont ajustés avec une fonction polynomiale du second ordre qui permet d'estimer le biais énergétique. [126]

4.2.7 Caractéristiques des spectres énergétiques

On observe sur la figure 4.9, que la désintégration $2\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo domine le spectre $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$, alors que le spectre \mathcal{M}_2 possède une contribution importante de la radioactivité naturelle, avec la présence de pics γ . Ces pics proviennent essentiellement des chaînes de désintégrations du ^{238}U et du ^{232}Th , mais on constate également des contributions provenant du ^{40}K et des produits d'activations cosmogéniques

que sont le ^{60}Co et le ^{57}Co . Il est aussi possible d'observer un pic du ^{99}Mo , présent dans ~ 1 *dataset*, originaire d'une activation neutronique après une calibration utilisant une source neutron AmBe. Le spectre $\mathcal{M}_{1,\alpha}$, figure 4.9, à droite, est dominé par les désintégrations α provenant des composantes proches des détecteurs. En particulier, on distingue une large contamination du ^{210}Po , $E_\alpha = 5303$ keV, avec une contribution à la fois au niveau du pic Q-value et du pic α , mais aussi d'autres pics provenant des chaînes du ^{238}U et du ^{232}Th . Lors d'une désintégration α , l'énergie est partagée entre la particule α et le recul du noyau, avec une énergie $\mathcal{O}(100$ keV). Dans les LMOs, le parcours d'un α est de $\sim 10\mu\text{m}$ et quelques nm pour les reculs nucléaires. On s'attend alors à observer un pic au niveau de la Q-value de la réaction pour les désintégrations ayant lieu dans le volume du LMO. Pour l'activité de surface, le spectre en énergie dépend de la profondeur d'implantation. Pour les implantations peu profondes dans les cristaux, $\mathcal{O}(\text{nm})$, la particule α ou le noyau peuvent s'échapper, ou bien rester les deux dans le cristal. On devrait alors observer un pic au niveau de l'énergie du recul nucléaire, de la particule α , et au niveau de la Q-value, avec une petite partie continue provenant des α déposant partiellement leur énergie dans le cristal. Le rapport de ces différentes contributions dépend de la profondeur de la contamination et de sa distribution. Pour une contribution plus profonde, $\mathcal{O}(\mu\text{m})$, le recul nucléaire est quasiment toujours contenu dans le cristal mais la particule α peut quand même s'échapper, déposant partiellement son énergie dans le cristal. Dans le spectre, cela se caractérise par une montée depuis une partie continue, des basses énergie vers le pic de la Q-value. De manière analogue, pour les matériaux faisant face aux cristaux, il y a une dépendance sur la profondeur d'implantation de la contamination. Pour des petites profondeurs les pics *alpha* sont visibles, alors que pour une implantation plus profonde, on observe un spectre continu qui fini par augmenter au niveau du pic α . D'après la figure 4.9, on n'observe généralement pas de pics α dans les données, mais étant donné la faible statistique, cela reste compatible avec une contamination de surface.

4.3 Principaux résultats de CUPID-Mo

L'expérience CUPID-Mo a obtenu d'excellents résultats en termes de performances, qui sont proches des objectifs de CUPID, mais aussi sur les résultats physiques, lui permettant d'être une expérience compétitive.

4.3.1 Performances

L'expérience CUPID-Mo a obtenu d'excellentes performances des détecteurs, en particulier en termes de résolution énergétique, comme détaillé section 4.2.6, avec une résolution de 7.4 ± 0.4 keV FWHM [126] au niveau de la Q-value. L'expérience a obtenu une réjection des particules $\alpha > 99.9\%$ [127]. Les performances en termes de radiopureté des cristaux sont obtenues par ce travail, les résultats sont présentés section 4.7.1.

4.3.2 Limite sur la demi-vie

La limite sur la demi-vie de la désintégration $0\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo est obtenue à partir d'une analyse de comptage Bayésienne à l'aveugle (blinded Bayesian counting analysis). Le bruit de fond dans la région d'intérêt est modélisé comme une somme d'un bruit de fond exponentiel et d'une composante linéaire :

$$f(E) = B \cdot \left(\frac{p_f}{\Delta E} + (1 - p_f) \cdot \frac{e^{-(E-Q_{\beta\beta})/\tau}}{N} \right), \quad (4.8)$$

où B est l'indice de bruit de fond (moyenné dans une région d'énergie de 100 keV) en coups/keV/kg/an, $\Delta E = 100$ keV est la largeur de la région d'intérêt qui est masquée, τ est la pente du bruit de fond exponentiel, p_f est la probabilité que le bruit de fond soit constant, et N est un facteur de normalisation pour l'exponentielle. Dû au très bas bruit de fond de CUPID-Mo, les données autour de la région d'intérêt ne permettent pas de contraindre B avec une précision suffisante. Ce paramètre est contraint par le modèle de bruit de fond obtenu par ce travail et détaillé sections 4.6 et 4.7. L'indice de bruit de fond alors obtenu dans une région de 100 keV autour de la Q-value est :

$$B = (4.7 \pm 1.7) \times 10^{-3} \text{ coups/keV/kg/an.} \quad (4.9)$$

L'analyse de comptage est effectuée sur trois bins, où le nombre de coups dans un bin d'indice i est donné par :

$$\lambda_i = \sum_c \sum_d (Mt)_{c,d} / Mt \cdot \left(\epsilon_i(c, d) \cdot \Gamma^{0\nu} \frac{N_A \cdot Mt \cdot \eta}{W} + \int_{E_{a,i}(c,d)}^{E_{b,i}(c,d)} f(E) dE \right). \quad (4.10)$$

$\Gamma^{0\nu}$ est le taux de désintégrations $0\nu\beta\beta$, N_A est le nombre d'Avogadro, Mt est l'exposition des LMOs, $(Mt)_{c,d}$ est l'exposition d'une paire cristal-*dataset*, η est l'enrichissement isotopique, et W est la masse moléculaire des LMOs. $\epsilon_i(c, d)$ est l'efficacité totale, qui correspond au produit de l'efficacité de l'analyse et de l'efficacité de confinement. Cette dernière correspond à la probabilité pour un évènement $0\nu\beta\beta$ de déposer une énergie dans le bin i dans un seul cristal. Cette efficacité de confinement est obtenue à partir d'une simulation Monte-Carlo qui prend en compte la résolution énergétique pour chaque paire de cristal-*dataset*. L'efficacité de confinement moyenne obtenue est de $(75.0 \pm 1.1\%)$. L'efficacité d'analyse utilisée est de $88.4 \pm 1.8\%$. Cette valeur est obtenue en permettant à l'efficacité de la coupure PSD et la coupure en lumière d'avoir une dépendance énergétique, même si les données sont compatibles avec une efficacité constante. En marginalisant sur cette erreur systématique, on obtient une efficacité au niveau de la Q-value légèrement inférieure à celle citée dans le tableau 4.1 mais totalement compatible avec celle-ci.

Le "likelihood" est ensuite donnée par un likelihood de Poisson biné sur les trois bins, soit la probabilité d'obtenir les données N_i sachant le paramètre λ_i :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=0}^2 \frac{\lambda_i^{N_i} e^{-\lambda_i}}{N_i!}, \quad (4.11)$$

où λ_i est le paramètre de la distribution de Poisson, et N_i correspond au nombre de coups observé dans le bin i . La distribution postérieure conjointe est minimisée et échantillonnée simultanément à l'aide du Bayesian Analysis Toolkit (BAT) [180]. Les paramètres du modèle sont :

- B : l'indice de bruit de fond ;
- p_f : la probabilité que le bruit de fond soit constant ;
- τ : la pente du bruit de fond exponentiel ;
- $\Gamma^{0\nu}$: le taux de désintégrations $0\nu\beta\beta$.
- ϵ_A : l'efficacité des coupures ;
- η : l'enrichissement isotopique ;
- ϵ_C : l'efficacité de confinement.

Les erreurs systématiques liées aux efficacités, et à l'enrichissement sont alors naturellement pris en compte. Elles sont introduites dans l'ajustement avec un prior (distribution a priori) gaussien. Ces

Paramètre	Prior
Taux $0\nu\beta\beta$ ($\Gamma^{0\nu}$)	$[0, 40 \times 10^{-24} \text{ an}^{-1}]$ (distribution uniforme)
Enrichissement Isotopique (η)	0.966 ± 0.002
Efficacité de confinement $0\nu\beta\beta$	0.759 ± 0.011
Efficacité d'analyse	0.8843 ± 0.0180
Indice de bruit de fond (B)	$(4.7 \pm 1.7) \times 10^{-3} \text{ coups/keV/kg/an}$
Probabilité de bruit de fond constant (p_f)	$[0, 1]$
Pente bruit de fond exponentiel (τ)	$65.7 \pm 4.6 \text{ keV}$

TABLE 4.2 – Paramètres du modèle Bayésien pour l'extraction de la limite sur la demi-vie de la $0\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo dans CUPID-Mo.

incertitudes sont ainsi naturellement marginalisées et incluses dans la limite sur la demi-vie de la $0\nu\beta\beta$ obtenue. Les priors des différents paramètres sont donnés tableau 4.2. Le prior sur la pente du bruit de fond exponentiel est déterminé en effectuant un ajustement des données entre 2650 et 2980 keV avec une fonction contenant une contribution constante plus une contribution exponentielle.

Le prior choisi pour le taux de désintégrations $0\nu\beta\beta$ est un prior uniforme $[0, 40 \times 10^{-24} \text{ an}^{-1}]$. Après avoir révélé les données masquées, aucun évènement n'est observé dans la région d'intérêt, ni dans les bandes autour de celle-ci, comme indiqué sur la figure 4.13. À l'issue de l'ajustement, on obtient la probabilité de distribution du taux de désintégrations indiqué figure 4.14. Cela se traduit par une limite sur le taux :

$$\Gamma^{0\nu} < 3.8 \times 10^{-25} \text{ ans}^{-1} \text{ (stat.+syst.) à 90\% C.I.} \quad (4.12)$$

ou :

$$T^{0\nu} > 1.8 \times 10^{24} \text{ ans (stat.+syst.) à 90\% C.I.,} \quad (4.13)$$

qui, interprété sur la masse effective de Majorana, donne :

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < (0.28 - 0.49) \text{ eV,} \quad (4.14)$$

en utilisant $g_A = 1.27$, les valeurs d'espace de phase de [79, 181], et les éléments de matrice nucléaire de [90, 91, 92, 182, 183, 184, 185, 186].

Cette limite sur la demi-vie du ^{100}Mo est la plus contraignante sur ce noyau. Elle a été obtenue avec une exposition de 2.71 kg·an de LMO correspondant à une exposition de 1.47 kg·an de ^{100}Mo . Malgré cette petite exposition, ces résultats montrent que la technique est très prometteuse pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos.

4.3.3 Étude des états excités

L'expérience CUPID-Mo a également pu étudier les désintégrations $0\nu\beta\beta$ et $2\nu\beta\beta$ vers les états excités du noyau fils. La mesure de la $2\nu\beta\beta$ vers les états excités peut notamment permettre de contraindre les méthodes de calcul des NME. De plus, en cas d'observation de la $0\nu\beta\beta$ vers l'état fondamental, la mesure de la $0\nu\beta\beta$ vers l'état excité serait utile pour mieux comprendre le mécanisme sous-jacent. Malgré le fait que les désintégrations vers les états excités soient moins probables que vers les états fondamentaux, l'émission associée de particules γ permet une signature relativement claire et

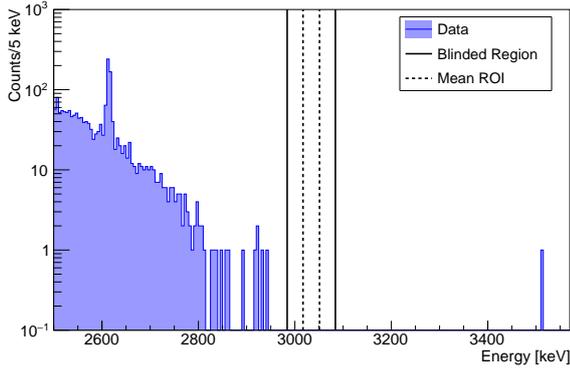


FIGURE 4.13 – Spectre des données de bruit de fond proche de la région d'intérêt. Après application des coupures, aucun évènement n'est observé dans la région d'intérêt. [126]

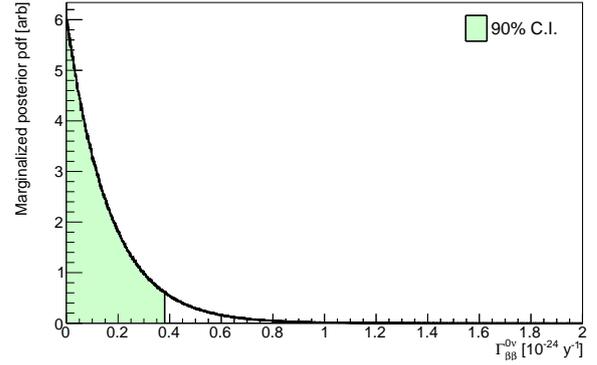


FIGURE 4.14 – Distribution postérieure de probabilité du taux de désintégrations $0\nu\beta\beta$. La partie verte représente l'intervalle de confiance à 90 % avec une limite de $\Gamma^{0\nu} < 3.8 \times 10^{-25} \text{ an}^{-1}$. [126]

rend possible l'analyse. En effet, comme montré sur la figure 4.15, les deux électrons émis lors de la $\beta\beta$ sont accompagnés par un ou plusieurs γ . Ceux-ci ayant un parcours plus grand que les β , ils vont produire des évènements de multiplicité > 1 . Cette contrainte permet de réduire le bruit de fond de manière significative pour cette étude.

La désintégration $2\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ a été observée dans différentes expériences [33] comme mentionné dans la partie 2.1. Par ailleurs, la désintégration $2\nu\beta\beta$ vers l'état 2_1^+ n'a jamais été observée et seules des limites existent [187, 188].

L'analyse effectuée, détaillée dans [88], est une analyse topologique qui repose donc sur les évènements de multiplicité > 1 . L'idée est de sélectionner différentes catégories de signaux compatibles avec une désintégration vers un état excité. Pour chaque catégorie, seule la variable d'énergie contenant le pic γ (ou les deux électrons dans le cas du $0\nu\beta\beta$) est ajusté. Cela permet d'extraire le taux de désintégrations d'une manière relativement simple, avec un ajustement en une dimension d'un pic sur un niveau de bruit de fond.

Des simulations MC sont utilisées pour identifier les catégories d'évènements qui contiennent le meilleur rapport signal sur bruit de fond, et choisir les variables et les fenêtres d'énergie. Les désintégrations $2\nu\beta\beta$ et $0\nu\beta\beta$ vers les états 0_1^+ et 2_1^+ ont été simulées et incluent les corrélations angulaires entre les γ de 540 keV et de 591 keV. Les simulations MC sont également utilisées pour déterminer les formes des signaux et les efficacités associées à chaque catégorie. En particulier, chaque catégorie est ajustée avec une fonction phénoménologique pour extraire la forme des signaux.

Pour obtenir les taux de désintégrations, une analyse Bayésienne est effectuée via un ajustement étendu du maximum de vraisemblance sans bin (extended unbinned maximum likelihood fit) en utilisant la méthode de Monte-Carlo par chaînes de Markov de BAT. Un exemple du résultat du fit pour une des catégories est montrée sur la figure 4.16.

Pour la $2\nu\beta\beta$ vers l'état 0_1^+ la valeur obtenue est de [88] :

$$T_{1/2}^{2\nu \rightarrow 0_1^+} = (7.5 \pm 0.8 \text{ (stat.) } {}_{-0.3}^{+0.4} \text{ (syst.)}) \times 10^{20} \text{ ans,} \quad (4.15)$$

en accord avec les valeurs précédemment mesurées [33].

Pour les trois autres désintégrations, aucune évidence n'est observée et les limites suivantes sont fixées [88] :

$$T_{1/2}^{2\nu \rightarrow 2_1^+} > 4.4 \times 10^{21} \text{ 90\% C.I.,} \quad (4.16)$$

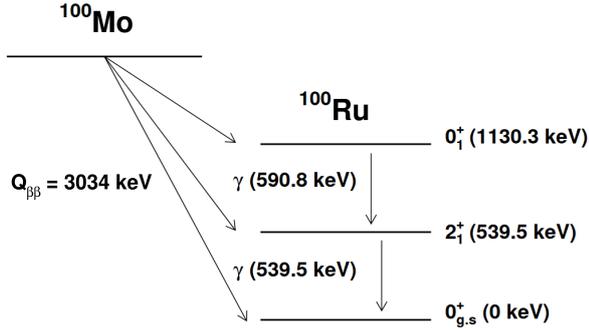


FIGURE 4.15 – Schéma de désintégration du ^{100}Mo vers le ^{100}Ru montrant les états excités 0_1^+ et 2_1^+ . La désintégration du 0_1^+ décroît à 100 % vers le 2_1^+ . [88]

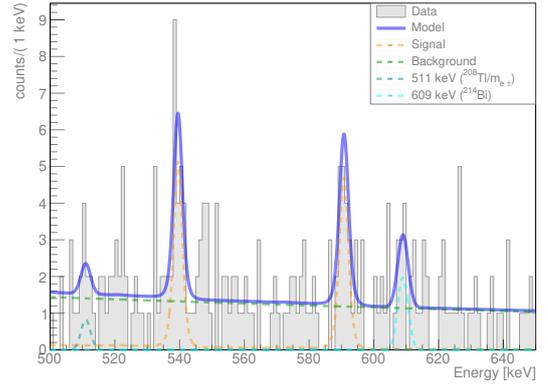


FIGURE 4.16 – Résultat du fit pour des événements de multiplicité 2, dont l'énergie déposée dans un cristal est comprise entre 890 et 1190 keV (E_1). Le fit est alors réalisée sur la seconde variable en énergie (E_2), qui correspond au dépôt dans le second cristal. Ce type d'évènement correspond à un dépôt $\beta\beta$ dans la variable E_1 et un γ de désexcitation dans E_2 . La figure montre les contributions des pic des signaux, des pics de bruit de fond, et d'un bruit de fond exponentiel. [88]

$$T_{1/2}^{0\nu\rightarrow 0_1^+} > 1.2 \times 10^{23} \text{ 90\% C.I.}, \quad (4.17)$$

$$T_{1/2}^{0\nu\rightarrow 2_1^+} > 2.1 \times 10^{23} \text{ 90\% C.I.} \quad (4.18)$$

Ce sont les meilleures limites pour ces processus. Il faut cependant mentionner la faible sensibilité de l'expérience, due à la petite exposition et à la quantité de matériaux inactifs qui empêchent une plus grande reconstruction d'évènements de multiplicité supérieure à un. Cela constituera une analyse prometteuse dans la future expérience CUPID.

La technologie utilisée par CUPID-Mo a obtenu des performances proches des objectifs de CUPID qui sont mentionnés chapitre 6. De plus les résultats physiques sur la $0\nu\beta\beta$ et les états excités en font une expérience compétitive et soulignent le potentiel de la future expérience CUPID.

4.4 Sources de bruit de fond

Le bruit de fond de l'expérience CUPID-Mo provient principalement de la radioactivité naturelle dans l'ensemble de l'installation expérimentale, incluant les détecteurs. D'autres contributions en provenance des muons, des neutrons, et des γ de l'environnement sont sous-dominants. Pour minimiser le bruit de fond, les matériaux utilisés pour construire l'expérience ont été choisis soigneusement en termes de radiopureté. Pour cela, les éléments de la chaîne de désintégrations du ^{238}U et du ^{232}Th , le ^{40}K , et certains noyaux cosmogéniques ont été mesurés par spectroscopie HPGe et par spectrométrie ICPMS (Inductively Coupled Plasma Mass Spectrometry). Les matériaux ont été choisis pour minimiser les contaminations du ^{226}Ra et du ^{228}Th , étant donné que la source de bruit de fond la plus critique pour la recherche de la $0\nu\beta\beta$ autour de 3 MeV provient du ^{214}Bi et du ^{208}Tl . Le tableau 4.3 reporte les radioactivités dans les composants du dispositif expérimental qui proviennent des campagnes de

mesures de CUPID-Mo et de CUORE [189]. Les matériaux qui font directement face aux cristaux (tous les éléments du tableau 4.3 à part les ressorts) sont mentionnés comme les composantes proches par la suite. Le choix des matériaux dans le cryostat d'EDELWEISS a été effectué de sorte à minimiser les contaminants produisant un bruit de fond aux basses énergies, $\mathcal{O}(100 \text{ keV})$, qui est la région d'intérêt pour la recherche de matière noire.

Élément	Masse totale [g]	Activité [mBq/kg]		
		^{238}U	^{232}Th	Autres
Ge-LD [190]	27.4	$< 1.9 \times 10^{-2}$	$< 6 \times 10^{-3}$	
NTD [189]	2	< 12	< 4.1	
PTFE [189]	216	$< 2.2 \times 10^{-2}$	$< 6.1 \times 10^{-3}$	
Réfecteurs (Vikuiti™)	10.08	$(1.7 \pm 0.5) \times 10^{-1}$	$(4.9 \pm 1.2) \times 10^{-2}$	$^{214}\text{Bi} : (1.0 \pm 0.4) \text{ nBq/cm}^2$
Ressorts	8.1	$^{226}\text{Ra} : (11 \pm 3)$	$^{228}\text{Th} : (21 \pm 5)$	$^{228}\text{Ra} : (26 \pm 9)$; $^{40}\text{K} : (3.6 \pm 0.4) \times 10^3$

TABLE 4.3 – Radioactivité des composants de l'expérience CUPID-Mo. Toutes les mesures ont été effectuées par ICPMS, à l'exception des ressorts, mesurés par spectroscopie gamma et la contamination de surface des feuilles réfléchissantes Vikuiti™, mesurées avec le détecteur BiPo-3 [179].

Le tableau 4.4 montre les radioactivités dans les matériaux du cryostat d'EDELWEISS. Il est possible de catégoriser le bruit de fond en quatre différents groupes :

- Source proche : radioactivité dans les LMOs, les feuilles réfléchissantes, les LDs, les pièces en PTFE, les NTDs, qui font tous directement face aux cristaux
- Source à 10 mK : Radioactivité dans les éléments du cryostat à 10 mK qui ne font pas directement face aux cristaux (ressorts, câbles, connecteurs, supports en cuivre)
- Source de l'infrastructure : radioactivité des écrans et des blindages internes
- Source externe : radioactivité extérieure à l'écran à 300 K, correspondant aux γ environnementaux et au radon

Élément	Masse totale [g]	Activité [mBq/kg]		
		^{226}Ra	^{228}Th	Autres
Connecteurs Kapton	33.12	14 ± 7	(67 ± 31)	
Câbles Cu Kapton	510	(8 ± 6)	(15 ± 10)	
Câbles NOMEX	4	21	19	
Connecteurs MillMax	0.5	$(1.0 \pm 0.6) \times 10^2$	$(1.0 \pm 0.2) \times 10^3$	$^{238}\text{U} : (1.2 \pm 0.2) \times 10^4$
Vis en laiton	2000	-	(3.5 ± 0.9)	$^{210}\text{Pb} : (6 \pm 3) \times 10^2$; $^{137}\text{Cs} : (2.6 \pm 1.5)$
Cu NOSV	2.89×10^5	< 0.040	$(2.4 \pm 1.2) \times 10^{-2}$	
Cu CUC2 ^a	6.5×10^5	$(2.5 \pm 1.5) \times 10^{-2}$	$(3.3 \pm 1.6) \times 10^{-2}$	
PE interne	1.51×10^5	(0.65 ± 0.08)	(0.30 ± 0.07)	
Connecteurs 1K vers 100K	430	$(2.6 \pm 0.4) \times 10^3$	(450 ± 44)	

TABLE 4.4 – Radioactivité des composants du cryostat d'EDELWEISS. Les mesures ont été effectuées par HPGe. Les connecteurs MillMax ont également été mesurés par ICPMS. ^a M. Laubenstein, communication privée.

4.4.1 Autres contributions : muons, neutrons, et gammas environnementaux

Le flux de muons au LSM est de 5 muons/m²/jour [173]. Les muons déposent généralement leur énergie dans plusieurs détecteurs et sont rejetés par l’anti-coïncidence avec le veto à muons. De ce fait, cette contribution n’est pas incluse dans le modèle de bruit de fond.

Les neutrons peuvent induire un bruit de fond dans la région d’intérêt s’ils sont capturés dans les matériaux, produisant des γ de haute énergie. Le flux de neutrons thermiques au LSM a été mesuré à $(3.60 \pm 0.05 \text{ (stat.)} \pm 0.27 \text{ (syst.)}) \times 10^{-6}$ neutrons/s/cm² [191] et le flux ambiant (rapide plus thermique) $\sim 10^{-5}$ neutrons/s/cm² [191, 192]. Des travaux ont montré que 48 cm de polyéthylène réduisent le flux de neutrons d’un facteur 2×10^6 [193]. Le flux de neutrons attendu dans l’expérience CUPID-Mo est alors inférieur à 1 neutron/an. Le bruit de fond des neutrons ambiants n’est alors pas pris en compte.

Le flux de gammas au LSM a été mesuré avec un détecteur Ge portable à divers endroits du laboratoire. Au niveau de l’installation d’EDELWEISS, le flux de photons de 2.6 MeV a été mesuré à $5.1 \pm 0.2 \text{ (stat.)} \times 10^{-2}$ γ /s/cm² [194]. En considérant que 20 cm de plomb réduisent le flux d’un facteur 10^4 , la contribution des gammas environnementaux pourrait ne pas être négligeable. On attend environ 6 photons de 2.6 MeV au niveau de la surface des cristaux durant le total de la prise de données. Ils sont pris en compte en générant les désintégrations au niveau du dernier écran à 300 K, étant donné que les formes spectrales d’une source générée au niveau du dernier écran et au-delà du blindage en plomb ne diffèrent que légèrement en dessous de 500 keV.

4.5 Simulations Monte-Carlo

Les simulations Monte-Carlo ont été développées dans GEANT4 avec la version 10.04 [195]. Le programme, développé par la collaboration EDELWEISS, a été adapté pour inclure les détecteurs de CUPID-Mo. Le spectre $2\nu\beta\beta$ du ¹⁰⁰Mo provient de [79, 196] pour les mécanismes HSD et SSD. Les désintégrations radioactives dans les différentes composantes ont été générées avec Decay0 [197] et GEANT4. Pour les chaînes de désintégrations dans les composantes proches, la classe G4RadioactiveDecay a été utilisée. Cela permet de générer les différentes sous-chaînes de désintégrations. Les positions finales des reculs nucléaires sont enregistrées pour être utilisées comme condition initiale de la désintégration suivante avec la différence de temps. Cela permet par exemple de prendre correctement en considération les empilements, i.e. les cascades de gammas associées ou non à un β dont les énergies se somment, et permet également d’effectuer la coupure sur les coïncidences retardées dans les simulations. Les énergies déposées dans les LMOs et les LDs sont enregistrées. Pour la chaîne de désintégrations du ²³²Th, sont générées séparément le ²³²Th, la sous-chaîne du ²²⁸Ra jusqu’au ²²⁸Th et la sous-chaîne du ²²⁸Th jusqu’au ²⁰⁸Pb. Étant donné que le ²²⁸Ra et le ²²⁸Th ont des longues demi-vies, on ne suppose alors pas d’équilibre entre ces deux sous-chaînes. De manière analogue, pour la chaîne de désintégrations du ²³⁸U sont générées séparément la sous-chaîne du ²³⁸U jusqu’au ²³⁴U, le ²³⁴U, le ²³⁰Th, la sous-chaîne du ²²⁶Ra jusqu’au ²¹⁰Pb et la sous-chaîne du ²¹⁰Pb jusqu’au ²⁰⁶Pb.

Pour les sources les plus externes, qui ne font pas directement face aux cristaux, où l’empilement de deux désintégrations successives est fortement improbable, et où la coupure sur les coïncidences retardées n’aurait aucun impact, les simulations sont effectuées avec Decay0. Pour la chaîne du ²³⁸U, sont générés les émetteurs β que sont le ²¹⁴Pb et le ²¹⁴Bi. Ces simulations sont ensuite combinées étant donné que ces deux éléments sont à l’équilibre. Le ²¹⁰Bi est simulé dans certains matériaux sans être à l’équilibre avec le haut de la chaîne. Pour la chaîne du ²³²Th, le ²¹²Pb, le ²¹²Bi, et le ²⁰⁸Tl sont simulés et considérés à l’équilibre. Le ²²⁸Ac est également simulé sans être à l’équilibre avec le reste de

la chaîne.

En plus des contaminations en provenance du ^{238}U et du ^{232}Th , le ^{40}K est également généré dans les ressorts et dans l'écran le plus externe, celui à 300K. La désintégration du ^{60}Co provenant de l'activation cosmogénique dans le cuivre ainsi que les désintégrations du ^{87}Rb et du $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ dans les cristaux sont considérés. Le $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ est d'origine anthropogénique alors que le ^{87}Rb est une contamination présente dans la poudre de carbonate de lithium utilisée pour produire les cristaux. La possible présence du ^{87}Rb est alors due à son affinité chimique avec le lithium. Une contribution du ^{99}Mo dû à une activation neutronique dans les cristaux les premiers jours de l'acquisition de données est aussi générée.

Les désintégrations sont générées en volume, mais aussi en surface pour les sources proches, où une contamination de surface peut produire un spectre énergétique différent de celui obtenu par une simulation en volume. Les contaminations de surface sont modélisées avec une densité exponentielle $e^{-x/\lambda}$, où λ est la variable représentant la profondeur de l'implantation.

Les simulations sont effectuées avec le modèle Livermore low energy physics [198]. Les coupures de longueurs de productions (production cuts) sont de $1\mu\text{m}$ pour les e^+/e^- et de $10\mu\text{m}$ pour les γ . Pour les LMOs, cela correspond à 1 keV pour les e^+/e^- et les γ . Un seuil de 1 keV ou 250 eV produisent des spectres comparables, mais les simulations sont significativement plus rapides avec un seuil de 1 keV qui est donc utilisé.

4.5.1 Géométrie

La géométrie détaillée des tours de CUPID-Mo est implémentée dans les simulations. En particulier, les tailles individuelles de chaque cristal ont été considérées. Les LDs, les pièces en PTFE, les feuilles réfléchissantes, et les pièces de maintien en cuivre ont été implémentés aussi précisément que possible. La figure 4.3 montre le rendu dans GEANT4 de la géométrie de l'expérience. Celle-ci inclut également les ressorts, les détecteurs d'EDELWEISS et leurs connecteurs. La structure en cuivre qui soutient les cristaux, composée de quatre galettes en cuivre, et trois colonnes de cuivre NOSV, est également implémentée. Les vis en laiton qui maintiennent les pièces en cuivre ont également été modélisées.

La figure 4.4 représente la géométrie du cryostat et de l'électronique. Les écrans à 10 mK, 1 K, 50 K, 100 K et 300 K ont été inclus. Le polyéthylène et le plomb internes sont aussi modélisés. La géométrie inclut également les composantes en dessous du plomb à 1 K, comme l'unité de dilution, l'électronique à 300 K, les pompes, et le réservoir d'hélium.

4.5.2 Réponse des détecteurs

Pour comparer les spectres simulés aux données expérimentales, il est essentiel de prendre en compte la résolution énergétique et la réponse des détecteurs. Les simulations sont traitées a posteriori avec les caractéristiques suivantes :

- Résolution énergétique ;
- Seuil en énergie de 40 keV ;
- Multiplicité ;
- Lumière de scintillation et résolution des détecteurs de lumière ;
- Efficacité des coupures ;
- Périodes inactives des détecteurs ;
- Empilement et coïncidences retardées dans les chaînes de désintégrations.

Les résolutions des détecteurs sont prises en compte en considérant les résolutions par paire de cristal-*dataset* comme expliqué en section 4.2.6. En particulier, pour une impulsion d'énergie E_{MC} dans le cristal c et dans le *dataset* d , on échantillonne par une fonction gaussienne de moyenne E_{MC} et de déviation standard $R \cdot \sigma_{c,d}$, où $\sigma_{c,d}$ est la résolution énergétique pour le cristal c et le *dataset* d , et R est le facteur d'échelle, voir section 4.2.6.

Comme dans les données expérimentales, les évènements d'énergie < 40 keV sont rejetés, et la multiplicité est évaluée comme le nombre d'évènements d'énergie supérieure à 40 keV dans une fenêtre temporelle de ± 10 ms.

Les signaux détectés dans les *wafers* de germanium sont reproduits en paramétrisant la lumière de scintillation détectée dans les données expérimentales en fonction de l'énergie déposée dans le LMO. Cette paramétrisation est effectuée à l'aide d'une fonction polynomiale de degré deux, pour chaque paire de LMO-LD. La résolution est paramétrisée avec $\sqrt{p_1 E + p_2}$ comme ce qui a été observé dans les données, voir la section 4.2.3. Un rendement de scintillation aléatoire est simulé avec cette paramétrisation, et cette énergie de scintillation est sommée pour chaque évènement avec le potentiel dépôt direct d'énergie dans le détecteur de lumière. La coupure sur la lumière de scintillation définie section 4.2.3 peut donc être appliquée sur les simulations.

L'efficacité est prise en compte en attribuant un poids à chaque évènement.

Pour prendre en compte les périodes inactives des détecteurs, un temps aléatoire est assigné à chaque évènement simulé selon le taux d'évènements observé dans les données. Cela permet d'appliquer les mêmes coupures que dans les données expérimentales pour rejeter les périodes inactives.

4.5.3 Sources simulées

Certaines composantes de bruit de fond produisent des spectres indistinguables les uns des autres, les spectres sont alors dégénérés. Dans ce cas, les simulations sont soit regroupées, soit effectuées dans une seule composante qui représente tous les spectres dégénérés. Cette simplification permet de réduire le nombre de paramètres libres pour la construction du modèle de bruit de fond.

Les feuilles réfléchissantes, les pièces en PTFE, et tous les autres éléments passifs faisant directement face aux cristaux produisent des spectres dégénérés. Pour cette raison, les désintégrations ont seulement été générées dans les feuilles réfléchissantes. Les simulations des connecteurs, des câbles, et des ressorts ont été effectuées séparément. Tous les éléments de cuivre NOSV à 10 mK sont regroupés dans une seule source qu'on dénomme "supports en cuivre". Tous les écrans en cuivre possèdent des spectres dégénérés, les écrans composés de cuivre NOSV ont été regroupés dans une source dénommée "écrans en cuivre". Le spectre du blindage interne en polyéthylène est dégénéré avec celui du blindage interne en plomb. Seul le blindage en polyéthylène est alors inclus dans la modélisation du bruit de fond. Cet élément prend en compte toutes les contributions du bruit de fond originaire d'en dessous du blindage en plomb, comme l'unité de dilution et l'électronique à 300 K. L'écran à 300 K est également considéré, il inclut aussi la contribution du radon présent dans l'air entre l'écran 300 K et le plomb externe ainsi que la contribution environnementale.

4.6 Modèle de bruit de fond

L'objectif du modèle de bruit de fond est de décrire les données expérimentales à partir des simulations MC. Les paramètres du modèle permettent ensuite d'évaluer les contributions des différentes composantes de l'expérience. Cela permet d'extraire l'indice de bruit de fond dans la région d'intérêt de l'expérience. Un modèle robuste permet également d'effectuer des analyses physiques.

Le modèle est obtenu par un ajustement simultané du maximum du likelihood, réalisé dans un cadre Bayésien avec une approche de Monte-Carlo par chaîne de Markov (MCMC). Cette méthode a été développée par la collaboration CUORE et optimisée par la collaboration CUPID-0 [189, 190] à partir du logiciel JAGS [199, 200].

Les données expérimentales sont modélisées dans chaque spectre i ($\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$, \mathcal{M}_2 , et $\mathcal{M}_{1,\alpha}$), et dans chaque bin b comme :

$$f_i(E_b; \vec{N}) = \sum_{j=1}^{N_s} N_j \cdot f_{j,i}(E_b). \quad (4.19)$$

La somme est calculée sur les sources MC j , N_j est un facteur de normalisation pour chaque source (partagé par les trois spectres) et $f_{j,i}(E_b)$ sont les formes spectrales des simulations, où E_b est l'énergie du bin b . La fonction de likelihood pour les données \mathcal{D} (probabilité d'obtenir les données \mathcal{D} sachant le modèle $f(E_b; \vec{N})$), incluant les trois spectres est donnée par le produit de distributions de Poisson, $\text{Pois}(n_{i,b}; f_i(E_b; \vec{N}))$, pour $n_{i,b}$ coups observés dans un bin b du spectre i , et la prédiction $f_i(E_b; \vec{N})$ pour le jeu de paramètres \vec{N} :

$$\begin{aligned} \ln \mathcal{L}(\mathcal{D} | f(E_b; \vec{N})) &= \sum_{i=1}^3 \sum_{b=1}^{N_b(i)} \ln(\text{Pois}(n_{i,b}; f_i(E_b; \vec{N}))) \\ &= \sum_{i=1}^3 \sum_b^{N_b(i)} n_{i,b} \cdot \ln(f_i(E_b; \vec{N})) - f_i(E_b; \vec{N}) - \ln(n_{i,b}!). \end{aligned} \quad (4.20)$$

JAGS permet d'échantillonner la distribution de probabilité postérieure $p(\vec{N} | \mathcal{D})$ donné par le théorème de Bayes,

$$p(\vec{N} | \mathcal{D}) = \frac{\mathcal{L}(\mathcal{D} | \vec{N}) \cdot \pi(\vec{N})}{p(\mathcal{D})}, \quad (4.21)$$

en utilisant les MCMC [201]. Les probabilités a priori (priors), $\pi(\vec{N})$ sont discutées section 4.6.3.

Pour chaque paramètre, les distributions postérieures marginalisées sont obtenues en intégrant sur l'espace des paramètres Ω (en excluant le paramètre d'intérêt) :

$$p(N_j | \mathcal{D}) = \int_{\Omega} p(\vec{N} | \mathcal{D}) d\vec{\Omega}. \quad (4.22)$$

Pour chaque distribution marginalisée, on extrait le mode de la distribution et le plus petit intervalle de crédibilité Bayésien à 68%, c.i., autour du mode est évalué. Si cet intervalle inclut la valeur 0, une limite supérieure à 90% c.i. est donnée.

4.6.1 Simulations de la calibration ^{56}Co

Une calibration utilisant une source de ^{56}Co a été effectuée pour valider la calibration effectuée avec la source d'U/Th et la résolution énergétique des détecteurs au niveau de la région d'intérêt, puisque le ^{56}Co émet des γ d'énergie au-delà de 3034 keV. Cette mesure peut également permettre de tester et de valider l'implémentation des simulations Monte-Carlo. Deux sources de ^{56}Co avec une activité de 50 ± 5 Bq, mesurée par spectroscopie γ HPGe, ont été placées sur l'écran à 300 K, à l'intérieur du blindage externe. La configuration a été choisie pour obtenir un taux de comptage dans la région d'intérêt le plus uniforme possible pour tous les détecteurs avec un taux de désintégrations total inférieur à 0.125 Hz.

Un fit des données de calibration par les simulations MC des sources de ^{56}Co , avec une composante de bruit de fond (détaillé par la suite), et une contribution pile-up a été réalisé. Les deux simulations du ^{56}Co sont sommées. Le fit contient alors trois paramètres : le facteur de normalisation du bruit de fond, celui des sources de ^{56}Co , et celui du pile-up.

Grâce au modèle de bruit de fond (obtenu dans la section suivante), la normalisation de celui-ci dans le fit de la calibration est connu. En comparant ce facteur de normalisation du fit de la calibration avec celui du modèle de bruit de fond, on évalue alors l'efficacité des coupures dans ces données de calibration. On obtient une efficacité de $(68.7 \pm 1.4)\%$. Du facteur de normalisation des sources ^{56}Co , on obtient les activités des sources sans la correction en efficacité. En utilisant l'efficacité évaluée, on obtient une activité des sources de (50 ± 1) Bq qui est bien en accord avec les activités mesurées. La reconstruction montre un bon accord avec les données sur l'ensemble de l'intervalle en énergie, [200 - 4000] keV, comme indiqué figure 4.17. Sur la figure 4.18 on montre la région entre 2800 keV et 3600 keV avec un binning de 2 keV.

Ce fit montre que l'implémentation des simulations MC est fiable et que les simulations sont capables de correctement décrire les données.

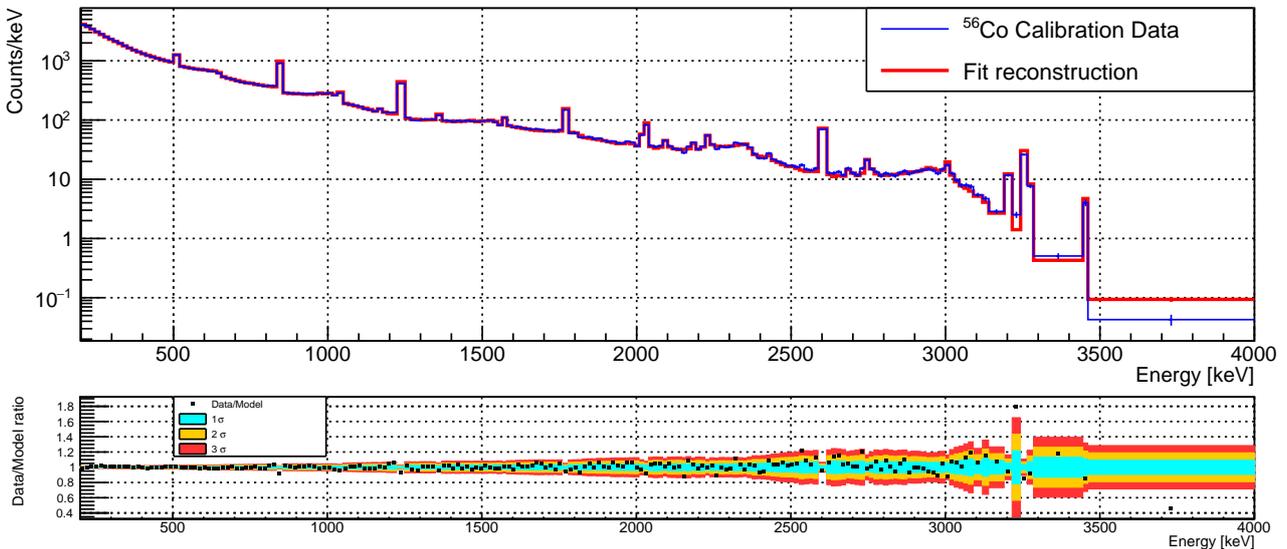


FIGURE 4.17 – En haut, comparaison entre les données de calibration ^{56}Co et les simulations MC, données \mathcal{M}_1 , avec un binning variable dans la région 200 - 4000 keV. En bas, le rapport des données expérimentales sur la reconstruction MC pour chaque bin. La plupart des valeurs sont comprises dans 3σ , avec des écarts inférieurs à 20 %.

4.6.2 Liste des simulations de bruit de fond

Le fit du modèle de bruit de fond inclut un total de 67 sources, dont 41 sources sont associées aux volumes des composantes identifiées section 4.5.3. Il inclut également des sources en surface des LMOs et des feuilles réfléchissantes (qui représentent toutes les sources faisant face aux cristaux). La liste complète des sources utilisées est présentée dans le tableau 4.5. De manière succincte, les sources de bruit de fond utilisées dans le fit sont :

- Cristaux :
 - $2\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo vers l'état fondamental du ^{100}Ru ,
 - $2\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru ,

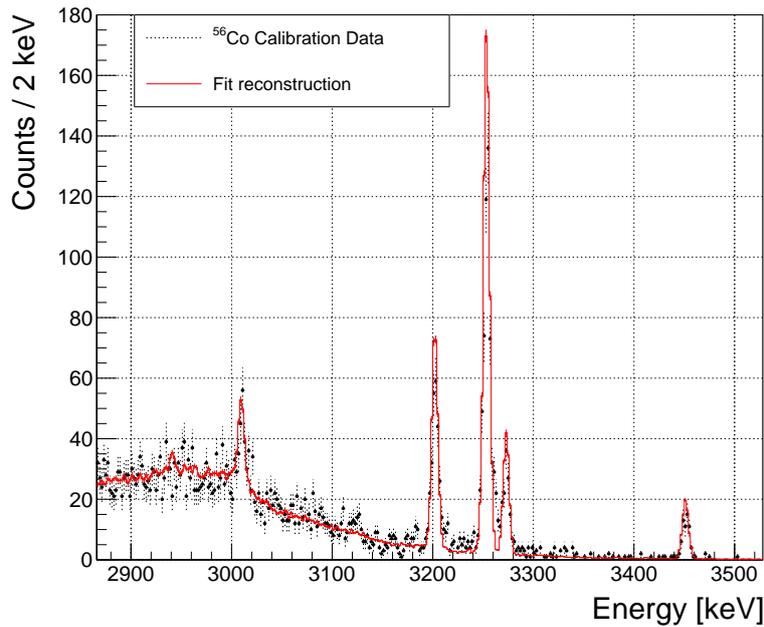


FIGURE 4.18 – Comparaison entre les données de calibration ^{56}Co et les simulations MC dans la région d'intérêt.

- pile-up (coïncidence fortuite de 2 évènements dans le même cristal dont les énergies se somment),
- ^{99}Mo ,
- 12 sources en volume de la radioactivité naturelle détaillées dans le tableau 4.5,
- 7 sources en surfaces, listées tableau 4.5,
- Contaminations de surfaces par le ^{210}Pb avec une profondeur de 1 nm, 10 nm, et 1 μm .
- Réflecteurs :
 - 3 sources en volume listées tableau 4.5,
 - 7 sources en surface listées tableau 4.5,
 - Contaminations en surfaces par le ^{210}Pb avec des profondeurs de 10 nm, 100 nm et de 1 μm .
- Sources à 10 mK et infrastructure : 27 sources en volume listées tableau 4.5,
- Coïncidences fortuites de 2 évènements dans deux cristaux différents, appelés accidentels.

Un total de 67 sources sont incluses dans le fit.

Pour la construction du modèle de bruit de fond, la simulation $2\nu\beta\beta$ est modélisée avec l'hypothèse SSD. L'hypothèse HSD pour le ^{100}Mo a notamment été exclue par l'expérience NEMO-3 [202], alors que leurs données sont compatibles avec le modèle SSD. Une comparaison de ces deux hypothèses est effectuée dans le chapitre 5, avec également une analyse plus poussée sur la forme spectrale de la $2\nu\beta\beta$.

Comme mentionné précédemment, les contributions en surface ont été modélisées avec une densité exponentielle $e^{-x/\lambda}$. Les contaminations ont été simulées avec $\lambda = 10$ nm et 10 μm pour tous les radionucléides dans la chaîne du thorium et de l'uranium. Le choix de 10 nm est justifié par le fait que le parcours typique d'un recul nucléaire est de l'ordre de quelques nm pour les désintégrations α dans les chaînes de l'uranium et du thorium. Le choix de 10 μm est lui guidé par le fait que la fabrication des cristaux, leur nettoyage, ou leur polissage peuvent entraîner des contaminations qui s'implantent avec

Composant	Indice	Composant	Indice
$2\nu\beta\beta$ SSD	N1	Réflecteur ^{228}Ra - ^{228}Th 10 nm	N35
$2\nu\beta\beta$ ^{100}Mo vers ^{100}Ru 0_1^+	N2	Réflecteur ^{228}Th - ^{208}Pb 10 nm	N36
Cristal ^{238}U - ^{234}U	N3	Réflecteur ^{210}Pb - ^{206}Pb 100 nm	N37
Cristal ^{234}U	N4	Réflecteur ^{210}Pb - ^{206}Pb 1 μm	N38
Cristal ^{230}Th	N5	Ressorts ^{228}Ac	N39
Cristal ^{226}Ra - ^{210}Pb	N6	Ressorts ^{228}Th	N40
Cristal ^{210}Pb - ^{206}Pb	N7	Ressorts ^{226}Ra	N41
Cristal ^{232}Th	N8	Ressorts ^{40}K	N42
Cristal ^{228}Ra - ^{228}Th	N9	Câbles Kapton ^{228}Ac	N43
Cristal ^{228}Th - ^{208}Pb	N10	Câbles Kapton ^{228}Th	N44
Cristal ^{40}K	N11	Câbles Kapton ^{226}Ra	N145
Cristal ^{87}Rb	N12	Connecteurs Kapton ^{228}Th	N46
Cristal $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	N13	Connecteurs Kapton ^{226}Ra	N47
Cristal ^{99}Mo	N14	Connecteurs Kapton ^{228}Ac	N48
Cristal ^{190}Pt	N15	Vis ^{228}Ac	N49
Cristal ^{238}U - ^{234}U 10 nm	N16	Vis ^{228}Th	N50
Cristal ^{234}U 10 nm	N17	Vis ^{210}Bi	N51
Cristal ^{230}Th 10 nm	N18	PE 1K ^{228}Ac	N52
Cristal ^{226}Ra - ^{210}Pb 10 nm	N19	PE 1K ^{228}Th	N53
Cristal ^{210}Pb - ^{206}Pb 10 nm	N20	PE 1K ^{226}Ra	N54
Cristal ^{232}Th 10 nm	N21	Supports en cuivre ^{228}Ac	N55
Cristal ^{228}Ra - ^{228}Th 10 nm	N22	Supports en cuivre ^{228}Th	N56
Cristal ^{228}Th - ^{208}Pb 10 nm	N23	Supports en cuivre ^{226}Ra	N57
Cristal ^{210}Pb - ^{206}Pb 1 nm	N24	Supports en cuivre ^{60}Co	N58
Cristal ^{210}Pb - ^{206}Pb 1 μm	N25	Supports en cuivre ^{57}Co	N59
Réflecteur ^{238}U - ^{210}Pb	N26	Écrans en cuivre NOSV ^{228}Ac	N60
Réflecteur ^{210}Pb - ^{206}Pb	N27	Écrans en cuivre NOSV ^{228}Th	N61
Réflecteur ^{232}Th - ^{208}Pb	N28	Écrans en cuivre NOSV ^{226}Ra	N62
Réflecteur ^{238}U - ^{234}U 10 nm	N29	Écran 300K ^{228}Ac - ^{228}Th	N63
Réflecteur ^{234}U 10 nm	N30	Écran 300K ^{226}Ra	N64
Réflecteur ^{230}Th 10 nm	N31	Écran 300K ^{40}K	N65
Réflecteur ^{226}Ra - ^{210}Pb 10 nm	N32	Pile-up	N66
Réflecteur ^{210}Pb - ^{206}Pb 10 nm	N33	Accidentels	N67
Réflecteur ^{232}Th 10 nm	N34		

TABLE 4.5 – Liste des simulations MC utilisées dans le modèle de bruit de fond.

une profondeur de quelques μm . Des implantations plus profondes seraient équivalentes à une contamination en volume et ne sont donc pas considérées. On observe que des composantes correspondant à une petite profondeur, $\lambda = 10$ nm, sont nécessaires pour reconstruire correctement les données. Pour minimiser le nombre de degrés de liberté, seules les simulations avec $\lambda = 10$ nm sont utilisées dans le modèle. Du fait de la petite épaisseur (70 μm) et de la petite densité des feuilles réfléchissantes, la contamination de surface avec $\lambda=10$ μm est dégénérée avec la simulation en volume. On choisit alors d'inclure la contamination avec $\lambda = 10$ nm pour les réflecteurs.

Les contributions en volume des réflecteurs produisent des spectres continus dans la partie α , pour toutes les sous-chaînes de désintégrations. De plus, le fit montre que les activités de ces sous-chaînes sont compatibles les unes avec les autres. Pour simplifier le modèle, l'équilibre a été supposé pour toute la chaîne du thorium et toute la chaîne de l'uranium (à l'exception de la sous-chaîne du ^{210}Pb jusqu'au ^{206}Pb).

En plus des contaminations en U/Th, d'autres contaminations sont incluses dans les cristaux. En particulier, le ^{40}K est le résultat d'une contamination des poudres utilisées pour la croissance des cristaux. La contamination anthropogénique du $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$, qui sont des émetteurs β purs, peuvent également être présentes dans les cristaux [106] et leurs simulations sont donc incluses. On inclut également le ^{87}Rb qui est une possible contamination interne des cristaux. Le ^{99}Mo produit par activation neutronique est également inséré dans le modèle.

D'après le tableau 4.4, une large contribution du ^{210}Pb est observée dans les vis en laiton. Le ^{210}Bi a été simulé dans cette composante pour tenir compte des contaminations dans toutes les infrastructures et les composants à 10 mK.

Le ^{60}Co et le ^{57}Co sont des produits d'activation cosmogénique. Ils sont inclus dans les supports en cuivre et prennent en compte toute contamination dans les composants à 10 mK et l'infrastructure.

Dans toutes les contributions, on inclut le ^{228}Ac sans équilibre avec le ^{228}Th . Il a cependant été observé que le fit donnait une valeur compatible avec l'équilibre pour l'écran 300 K et les deux simulations ont été combinées.

4.6.3 Choix des priors

Certains priors informatifs sont utilisés en provenance des mesures des matériaux, voir section 4.4, et d'autres mesures indépendantes. Ces priors concernent les contributions suivantes :

- $2\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru qui est pris comme $T_{1/2} = (6.7 \pm 0.5) \times 10^{20}$ ans (valeur moyenne de [33]),
- Ressorts en acier inoxydable qui sont modélisés avec précision dans la géométrie, et dont la radioactivité a été mesurée par HPGe
- Coïncidences fortuites (pile-up et accidentels) qui sont déterminées par le taux d'évènements et par une mesure dans les données de calibration (voir plus bas).

Coïncidences fortuites

Le dépôt d'énergie de manière simultanée dans un ou plusieurs cristaux, peut engendrer une contribution supplémentaire dans les spectres $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ et \mathcal{M}_2 . Cela est d'autant plus probable, que la désintégration $2\nu\beta\beta$ possède une demi-vie relativement courte $T_{1/2} \sim 7 \times 10^{18}$ ans [33], qui correspond à un taux de ~ 2 mHz par détecteur. Les évènements en coïncidence dans deux cristaux différents sont appelés accidentels et contribuent au spectre \mathcal{M}_2 . Les évènements en coïncidence dans le même cristal sont appelés pile-up et contribuent au spectre \mathcal{M}_1 . La forme de ces spectres est obtenue en convoluant le spectre expérimental $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ avec lui-même, i.e. en tirant au hasard deux énergies dans le spectre $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ et en les sommant. Le spectre $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ et le spectre de coïncidence, avec une normalisation arbitraire, sont montrés sur la figure 4.19.

Le nombre d'évènements accidentels est donné par :

$$\hat{N}_{\text{acc}} = N^2 \frac{\Delta t}{t} \times \frac{N_{\text{LMO}} - 1}{N_{\text{LMO}}}, \quad (4.23)$$

où N est le nombre total d'évènements $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$, $\Delta t/t$ est le rapport entre la largeur de la fenêtre de coïncidence, $\Delta t = \pm 10$ ms, et le temps d'acquisition total, et N_{LMO} est le nombre de cristaux. Pour les accidentels, on utilise un prior gaussien avec $\mu = \hat{N}_{\text{acc}}$ et $\sigma = \sqrt{\hat{N}_{\text{acc}}}$. On a utilisé $N = 1.2 \times 10^6$, et un temps total d'acquisition de 2.2×10^7 s. Cette contribution est ajoutée au spectre \mathcal{M}_2 . Le taux

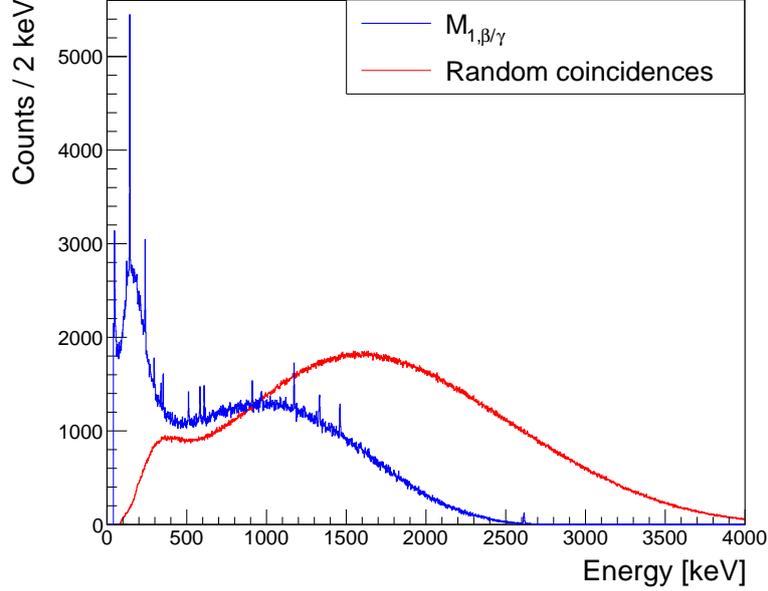


FIGURE 4.19 – Spectre $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ et spectre de coïncidences fortuites (obtenu par convolution du spectre $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$), avec une normalisation arbitraire. Le spectre de coïncidence est décalé vers les plus hautes énergies et peut constituer un bruit de fond dans la région d'intérêt.

de pile-up est plus petit que celui des accidentels, et il est moins contraint car le temps de coïncidence, ou résolution temporelle effective Δt_{eff} , dépend de la capacité des coupures à rejeter ces évènements pile-up et n'est pas connu précisément. De manière générale, ce temps dépend de l'énergie de chacune des impulsions [163], mais étant donné que nous sommes principalement intéressés par la partie à haute énergie (~ 3 MeV), il est possible d'approximer le nombre de pile-up de manière indépendante de l'énergie, et de manière analogue à l'équation 4.23 (sans le facteur $\frac{N_{\text{LMO}}-1}{N_{\text{LMO}}}$ qui est dû au fait que la coïncidence est entre deux cristaux différents) comme :

$$\hat{N}_{\text{pileup}} = N^2 \frac{\Delta t_{\text{eff}}}{t}. \quad (4.24)$$

Pour les bolomètres, cette résolution est généralement comprise entre l'inverse de la fréquence d'échantillonnage et le temps de montée de l'impulsion. Dans l'expérience CUPID-Mo, l'inverse de la fréquence est 2 ms et la valeur médiane du temps de montée est 24 ms avec une dispersion de 8 ms [127]. Nous avons déterminé le prior à partir des données de calibration U/Th. Les évènements compris dans l'intervalle d'énergie 4 - 5.5 MeV sont considérés. En utilisant la formule 4.24, il est alors possible d'obtenir Δt_{eff} . Aucun évènement n'a été observé dans cette région dans la calibration, on obtient alors un prior de $\Delta t_{\text{eff}} < 7$ ms à 90 % C.I., avec une distribution exponentielle puisqu'on obtient une limite. Cette contribution est ajoutée aux spectres $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ et $\mathcal{M}_{1,\alpha}$.

4.6.4 Binning et choix des intervalles en énergie

La gamme d'énergie du fit est 100–4000 keV pour $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$, 400–4000 keV pour \mathcal{M}_2 , et 3000–10000 keV pour $\mathcal{M}_{1,\alpha}$. On utilise un binning variable pour les trois spectres de manière à avoir suffisamment

de coups dans chaque bin et ainsi réduire l'effet des fluctuations statistiques. On utilise une taille minimale de bin de 15 keV pour $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ et \mathcal{M}_2 , et de 20 keV pour $\mathcal{M}_{1,\alpha}$. Le nombre minimal de coups est de 50 pour $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$, et 30 pour \mathcal{M}_2 et $\mathcal{M}_{1,\alpha}$. Le binning est réalisé de telle sorte à ce que chaque pic soit entièrement contenu dans un seul bin, pour minimiser l'effet de la réponse des détecteurs.

4.7 Résultats

Le résultat du fit simultané des données de CUPID-Mo, correspondant à une exposition de 2.71 kg.an est montré figure 4.20. Les tableaux 4.6 et 4.7 montrent les résultats du fit en termes d'activités déduites qui sont discutés dans la section suivante. Le modèle de bruit de fond est capable de bien décrire les trois spectres. Pour chaque spectre, le rapport des données expérimentales sur la reconstruction est montré. Les couleurs correspondent respectivement à ± 1 , ± 2 , et $\pm 3 \sigma$ avec :

$$\sigma_{i,b} = \frac{\sigma_{\text{data},i,b}}{n_{\text{model},i,b}}, \quad (4.25)$$

où $n_{\text{model},i,b}$ est le nombre de coups prédit par le modèle dans le bin b du spectre i , et $\sigma_{\text{data},i,b}$ est la déviation standard des données dans ce bin, $\sqrt{n_{\text{data},i,b}}$.

On obtient un χ^2 réduit total de $\chi^2/\text{n.d.f} = 407/279 = 1.45$. Il n'est cependant pas vraiment correct d'extraire un χ^2 pour chaque spectre individuellement, étant donné que le nombre de degrés de liberté pour chaque spectre est ambigu. Pour évaluer la qualité du fit de chaque spectre, on réalise alors des pseudo-expériences, ou toys MC. Cela consiste à générer un faux spectre de données en tirant au hasard un nouveau nombre de coups, selon une distribution de Poisson, dans chaque bin de chaque spectre du modèle de bruit de fond. On a ainsi généré 1000 pseudo-expériences. On effectue un fit de chaque pseudo-expérience, et on obtient le likelihood $\mathcal{L}(\mathcal{D}|\vec{N})$, i.e. la probabilité d'obtenir les données expérimentales \mathcal{D} sachant le jeu de paramètres du modèle \vec{N} . La figure 4.21 montre la distribution du likelihood extraite des pseudo-expériences pour les trois spectres. La ligne rouge indique la valeur du likelihood dans le modèle de bruit de fond. Les distributions dans $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ et \mathcal{M}_2 sont bien en accord avec les valeur du modèles, indiquant un bon accord entre les données expérimentales et le modèle de bruit de fond. Pour $\mathcal{M}_{1,\alpha}$, les résultats indiquent une petite incompatibilité entre les données expérimentales et le modèle qui pourrait provenir d'une modélisation incomplète de la réponse du détecteur ou d'une légère erreur de calibration des α . Cet effet est visible pour $E > 6$ MeV sur la figure 4.20. Cette légère incompatibilité est considérée comme une erreur systématique, en effectuant un fit avec une gamme d'énergie de 3000-6360 keV pour $\mathcal{M}_{1,\alpha}$ comme détaillé section 4.7.3. On calcule alors la p-value pour chaque distribution du likelihood, qu'on défini comme le rapport de l'intégrale à droite de la valeur du fit de référence sur l'intégrale totale. Les p-values obtenues sont $p = 0.38$, $p = 0.04$ et $p \sim 0$ pour $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$, \mathcal{M}_2 , et $\mathcal{M}_{1,\alpha}$ respectivement.

4.7.1 Contaminations extraites du fit

Contaminations des cristaux

Le spectre $\mathcal{M}_{1,\alpha}$ est peuplé par les désintégrations α se déroulant dans les cristaux et dans les éléments faisant directement face aux cristaux. La figure 4.22 montre les composantes du spectre $\mathcal{M}_{1,\alpha}$. Comme le spectre ne contient pas de contribution évidente de pic α (en opposition au pic $Q - value$), sauf pour le ^{210}Po , les contaminations en surface et en volume sont anti-corrélées. Des considérations sur les effets de la localisation des contaminants sont discutées section 4.7.3.

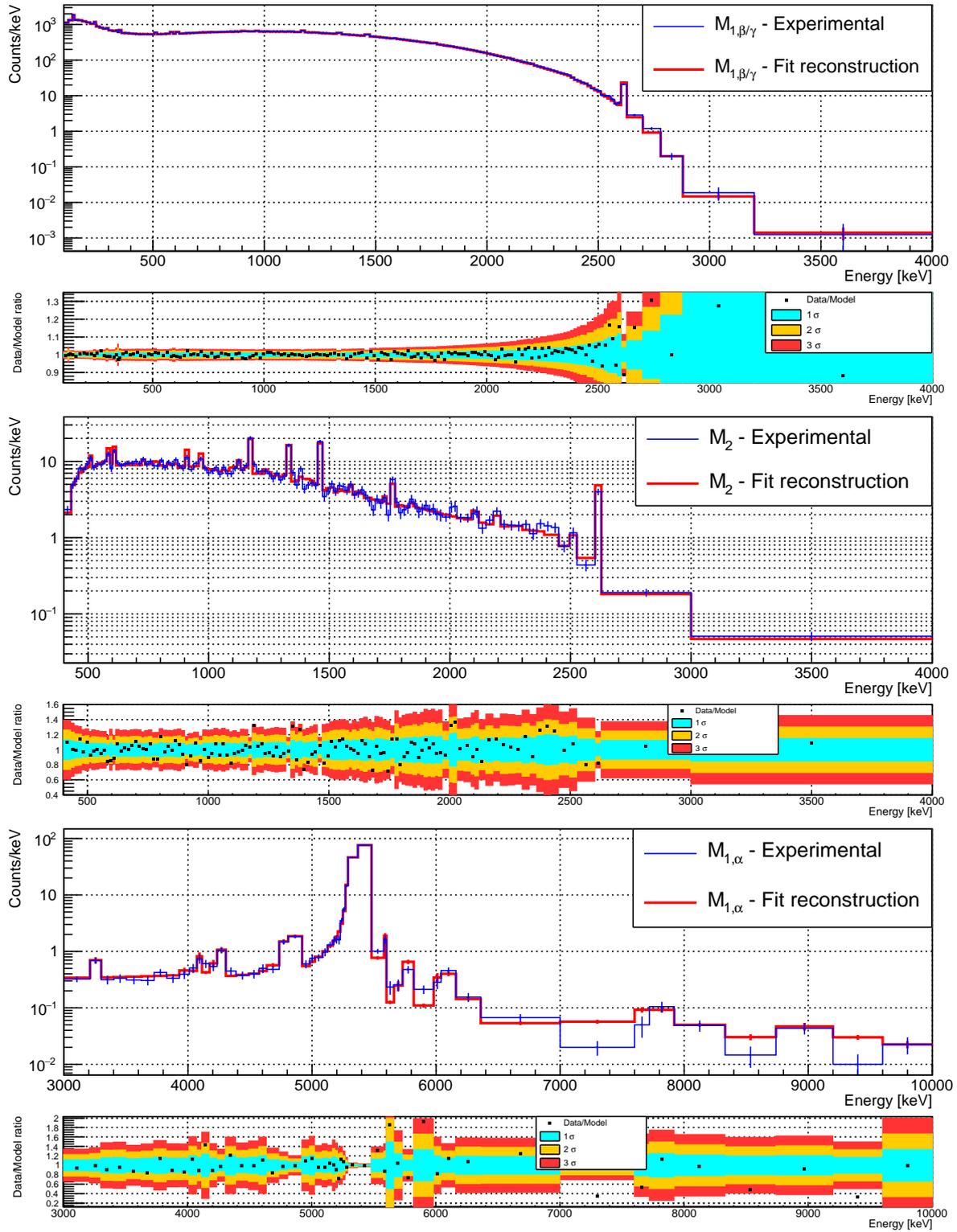


FIGURE 4.20 – Données expérimentales et reconstruction du modèle de bruit de fond des trois spectres de CUPID-Mo. Figure du haut : Spectre $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$. Figure du milieu : spectre \mathcal{M}_2 . Figure du bas : spectre $\mathcal{M}_{1,\alpha}$. Dans chaque figure, le rapport du nombre de coups des données expérimentales sur le nombre de coups dans le modèle reconstruit pour chaque bin est montré. Les couleurs indiquent les incertitudes à ± 1 , ± 2 , et $\pm 3 \sigma$.

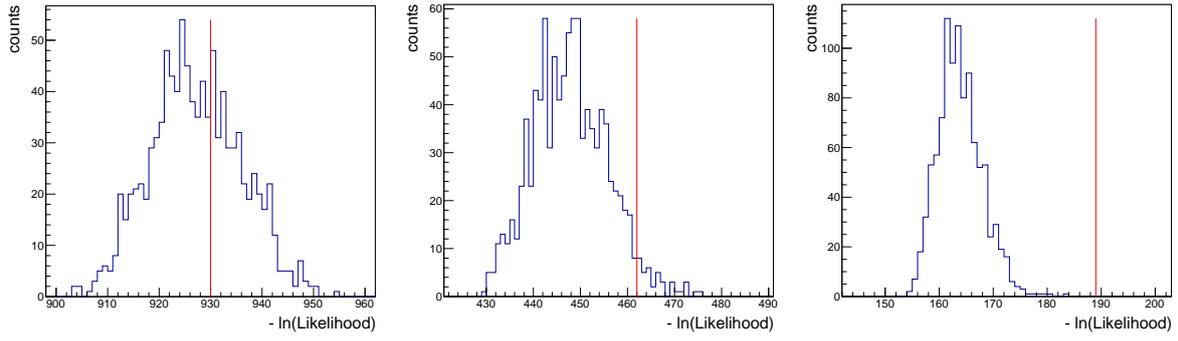


FIGURE 4.21 – Distribution du $-\ln\mathcal{L}(\mathcal{D}|\vec{N})$ dans les pseudo-expériences pour les spectres $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ (gauche), \mathcal{M}_2 (milieu) and $\mathcal{M}_{1,\alpha}$ (droite). La ligne rouge montre le $-\ln\mathcal{L}(\mathcal{D}|\vec{N})$ du fit de référence pour chaque spectre.

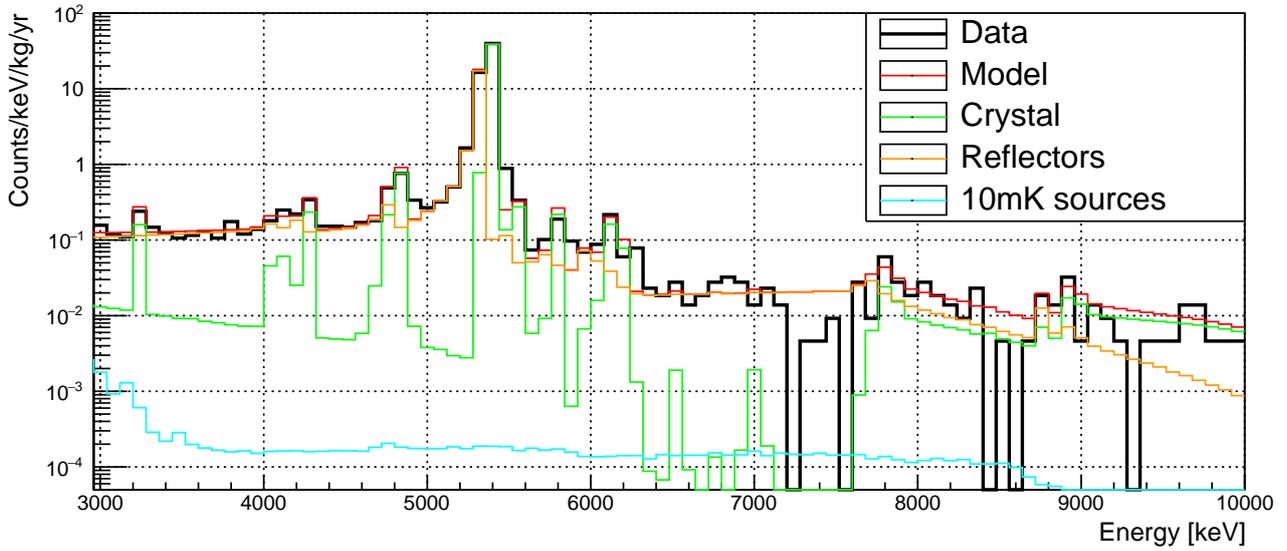


FIGURE 4.22 – Spectre expérimental et spectre reconstruit $\mathcal{M}_{1,\alpha}$ montrant les différentes contributions. Les contributions "Crystal" et "Reflectors" incluent les contaminations en volume et en surface. Les contaminations de surface sont modélisées avec une densité exponentielle où $\lambda = 10$ nm. Les pics sont décrits par les activités dans les cristaux et le continuum est décrit par les contaminations en volume des feuilles réfléchissantes. La petite contribution des sources à 10 mK provient des pièces de soutien en cuivre.

Le pic le plus important dans le spectre $\mathcal{M}_{1,\alpha}$ est le ^{210}Po . Ce pic est décrit en grande partie par la composante Q-value du volume. Pour décrire au mieux ce pic, en plus de l'implantation de 10 nm, des implantations de $1\mu\text{m}$ et 1 nm sont utilisées dans les cristaux, et des implantations de 100 nm et de $1\mu\text{m}$ sont utilisées dans les feuilles réfléchissantes. Sur la figure 4.22, la queue à gauche du pic est décrit par la contamination en surface des réflecteurs. Le récapitulatif des activités des cristaux extraites du fit sont présentées dans le tableau 4.6.

Les contaminations des chaînes du ^{238}U et du ^{232}Th sont inférieures à $1\mu\text{Bq/kg}$. Un fit sans les contaminations de surface a été effectué pour vérifier l'impact de l'anti-corrélation entre le volume et la surface, voir la 4ème colonne du tableau 4.6. On souligne que l'incertitude liée à cette anti-corrélation est naturellement déjà prise en compte dans les erreurs données tableau 4.6 puisque le fit marginalise sur toutes les combinaisons possibles d'activités. Cette vérification, correspondant à un cas plutôt extrême, donne des résultats en accord avec le modèle de référence. Sur la figure 4.22, on observe un pic à 4.8 MeV qui contient les désintégrations α du ^{234}U et du ^{226}Ra . Dans cette analyse, ce pic est

Chaîne	Noyau	Activité en volume sans surface	
		[$\mu\text{Bq/kg}$]	[$\mu\text{Bq/kg}$]
^{232}Th	^{232}Th	< 0.22	$0.18^{+0.09}_{-0.05}$
	^{228}Ra to ^{228}Th	< 79	< 98
	^{228}Th to ^{208}Pb	$0.43^{+0.16}_{-0.15}$	0.57 ± 0.07
^{238}U	^{238}U to ^{234}U	$0.41^{+0.16}_{-0.28}$	$0.59^{+0.12}_{-0.11}$
	^{234}U	$1.15^{+0.33}_{-0.70}$	1.59 ± 0.20
	^{230}Th	< 0.58	$0.47^{+0.23}_{-0.24}$
	^{226}Ra to ^{210}Pb	< 0.21	0.39 ± 0.06
	^{210}Pb	96^{+6}_{-27}	105 ± 1
	^{190}Pt	$0.39^{+0.11}_{-0.10}$	
	^{87}Rb	< 103	
	$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	159^{+38}_{-34}	
	^{40}K	41^{+29}_{-22}	
Activité de surface [nBq/cm^2]			
		10 nm	10 nm + 10 μm
	^{232}Th	< 1.3	< 1.1
	^{228}Ra to ^{228}Th	< 389	< 449
	^{228}Th to ^{208}Pb	< 2.5	$0.9^{+0.9}_{-0.6}$
	^{238}U to ^{234}U	< 2.9	< 2.4
	^{234}U	< 7.3	< 5.9
	^{230}Th	< 2.2	< 2.3
	^{226}Ra to ^{210}Pb	2.0 ± 0.5	< 2.1
	^{210}Pb to $^{206}\text{Pb}^a$	62^{+109}_{-31}	

^a Combiné avec les activités avec une implantation de 1 μm et de 1 nm.

TABLE 4.6 – Contaminations radioactives des cristaux LMO de CUPID-Mo extraites du modèle de bruit de fond. La partie haute représente les activités en volume. On indique également les activités en l'absence de contaminations de surface pour étudier l'effet de l'anti-corrélation entre les activités de volume et de surface. La partie basse montre les activités de surface, avec une implantation de 10 nm. La dernière colonne à droite montre l'effet de l'ajout d'une contribution avec une profondeur de 10 μm .

majoritairement expliqué par le ^{234}U avec une incertitude assez large, voir tableau 4.6. Ceci est dû à l'anti-corrélation entre le ^{234}U et le ^{226}Ra . Ce pic pourrait également partiellement être expliqué par la capture du ^6Li qui produit un α et un tritium, $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$, avec une énergie totale de 4.782 MeV. On note que la limite relativement haute du ^{228}Ra est due au fait que celui-ci n'est contraint par aucun pic α . La contamination la plus importante est le ^{210}Po avec une activité de 96 $\mu\text{Bq/kg}$, qui pourrait provenir d'une contamination lors de la purification de la poudre de molybdène [203]. On

observe une contamination en ^{190}Pt , qui pourrait être causée par le fait que la croissance des cristaux est réalisée dans un creuset en platine [204]. On observe également une contamination en ^{40}K et en $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ avec des activités de l'ordre de la centaine de $\mu\text{Bq}/\text{kg}$. Ces isotopes ne constituent cependant pas un bruit de fond dans la région d'intérêt de la $0\nu\beta\beta$. La partie basse du tableau 4.6 montre les contaminations en surface des cristaux. L'activité de surface du ^{210}Po est obtenue en marginalisant sur toutes les contaminations de surface de cet élément. Nous avons, par ailleurs, étudié l'effet de l'ajout d'une contribution avec $\lambda = 10\mu\text{m}$ en plus de la contribution $\lambda = 10\text{ nm}$ pour toutes les sous-chaînes de l'uranium et du thorium. Les activités sont obtenues en marginalisant chaque chaîne sur les deux profondeurs d'implantation, les résultats obtenus sont compatibles avec ceux du fit de référence. De manière générale, on observe des anti-corrélations entre le volume des cristaux et la surface des cristaux et des réflecteurs comme indiqué sur la figure 4.23 (les indices sont reportés dans le tableau 4.5).

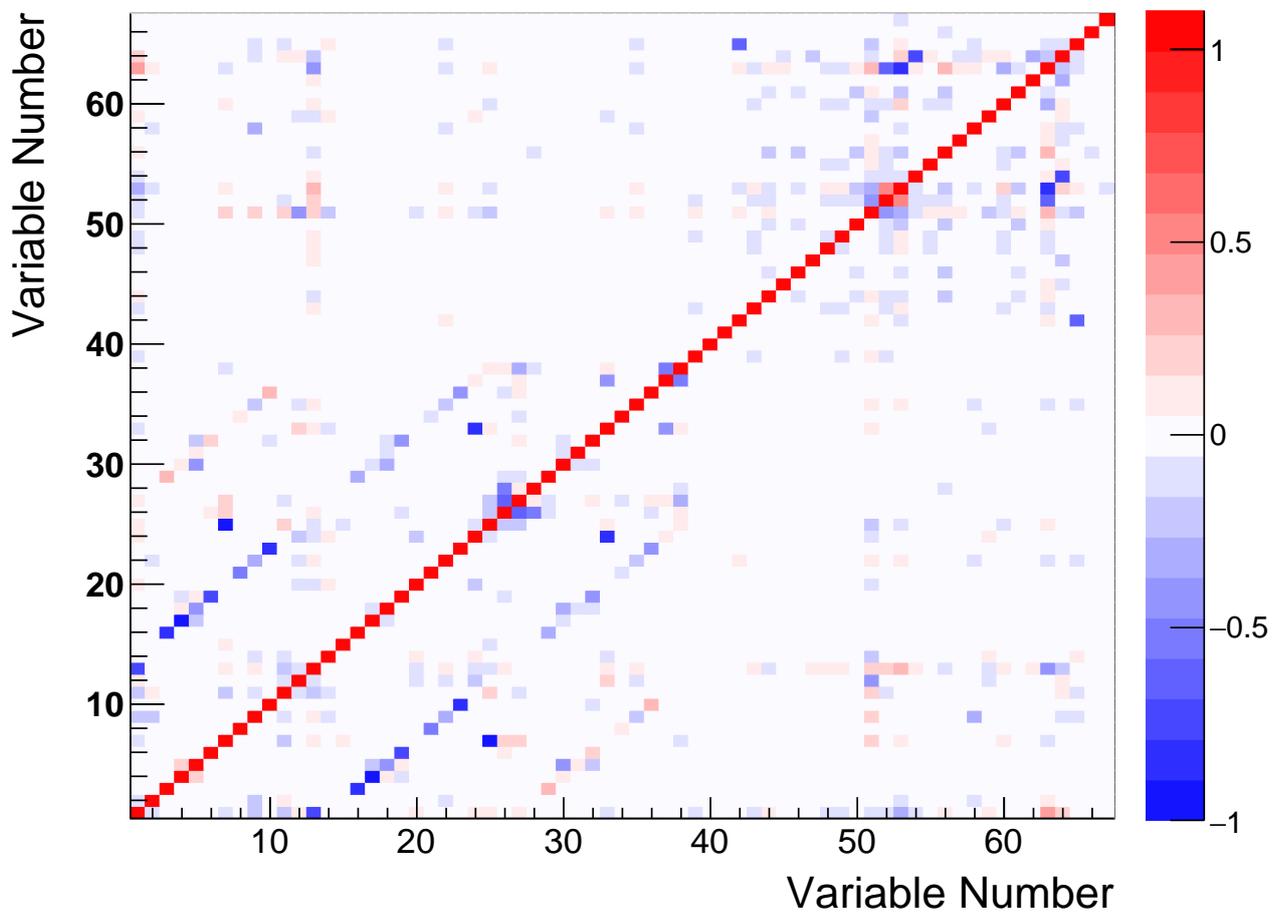


FIGURE 4.23 – Matrice de corrélation du modèle de bruit de fond. Les indices correspondant à chaque contribution sont indiqués dans le tableau 4.5. On remarque en particulier des anti-corrélations entre volume des cristaux (N3 à N15) et la surface des cristaux (N16 à N25) et des réflecteurs (N29 à N38).

Contaminations des autres sources

Les activités résultantes du fit des autres sources sont montrées dans le tableau 4.7. Les activités des réflecteurs sont majoritairement contraintes par le continuum dans le spectre $\mathcal{M}_{1,\alpha}$. Les valeurs sont plus grandes que ce qui a été mesuré pour les réflecteurs eux-mêmes. On rappelle que cette contribution compte pour tous les éléments faisant directement face aux cristaux (PTFE, "heaters", fils

de "bonding"). Une re-contamination des réflecteurs pendant l'assemblage des détecteurs est possible, et pourrait expliquer cette différence. Il est également possible que cette contamination provienne du PTFE par exemple. Concernant les activités de surface des réflecteurs, celles-ci ont été établies avec le détecteur BiPo-3 [179]. Il est également possible de comparer avec les mesures par ICPMS en assignant toute la contamination à la surface. Les activités de surface des réflecteurs sont en accord avec celles extraites par le fit. Les activités obtenues pour les câbles en Kapton, les connecteurs, les vis en laiton et les supports en cuivre sont bien en accord avec les valeurs mesurées. Les écrans du cryostat ont des valeurs plus grandes que ce qui est mesuré pour le cuivre seul. Cela indiquerait une contamination supplémentaire introduite lors de la fabrication des écrans qui pourrait par exemple être causée par la soudure de ces écrans. En effet, certaines observations indiqueraient que les cristaux les plus proches de cette soudure présenteraient une plus grande contamination dans le pic de 2615 keV. L'écran 300 K compte pour les γ résiduels de l'environnement et ceux issus du radon présent dans l'air entre l'écran à 300 K et le blindage en plomb externe. La contamination en ^{226}Ra du fit peut être traduite en termes de concentration de radon, résultant en une activité de 22 ± 3 mBq/m³ compatible avec la mesure moyenne de 20 mBq/kg fourni par le système d'atténuation du radon du LSM [172].

La figure 4.24 montre les différentes contributions au bruit de fond du spectre $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$. Dans la région 0.8 - 3 MeV, la contribution majoritaire est la désintégration $2\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo tandis que la contribution la plus importante de la radioactivité des matériaux provient du cryostat et des blindages.

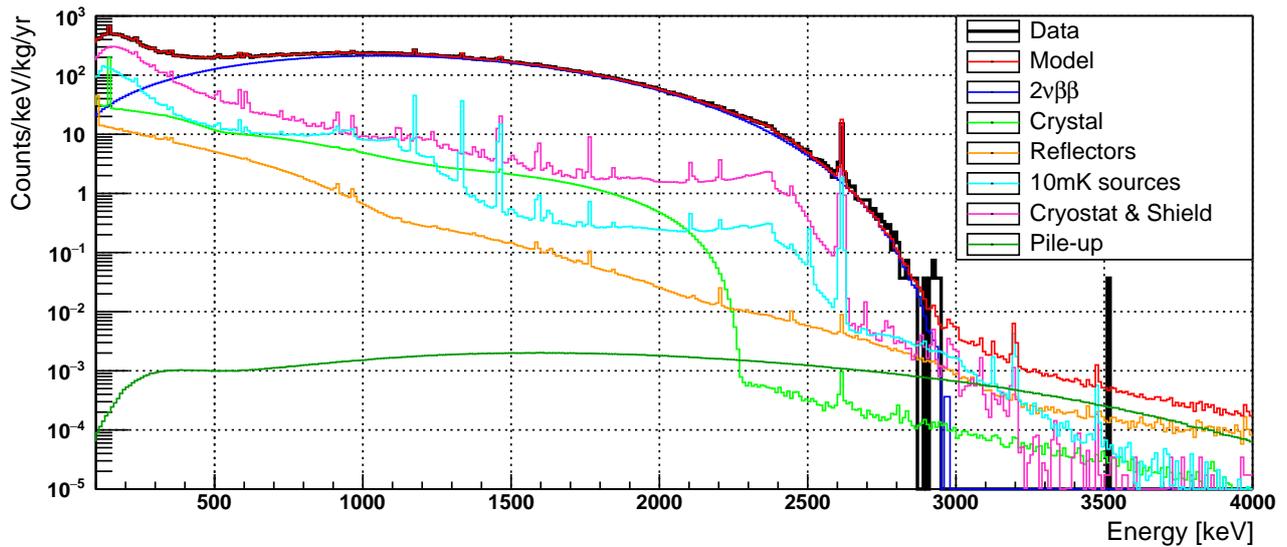


FIGURE 4.24 – Sources de bruit de fond du spectre $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$. En bleu, le $2\nu\beta\beta$ est la contribution majoritaire dans l'intervalle [350 - 3000] keV. La plus importante contribution des matériaux provient du cryostat et des blindages, en magenta.

La figure 4.25 montre les différentes contributions au bruit de fond du spectre \mathcal{M}_2 . Dans ce spectre, la $2\nu\beta\beta$ n'est pas dominante, ce qui permet de contraindre les sources les plus externes notamment.

4.7.2 Indice de bruit de fond dans la région d'intérêt

On utilise le fit simultané pour évaluer le bruit de fond dans la région d'intérêt du $0\nu\beta\beta$. On choisit de calculer l'indice de bruit de fond dans une région de ± 15 keV autour de 3034 keV. Ce choix est guidé par le fait que deux pics γ du ^{214}Bi sont visibles dans le modèle aux énergies de 3000 keV et 3054 keV. Étant donné la résolution énergétique de 7.4 keV FWHM à cette énergie, ces pics ne constituent

Composante	Volume	Posterior [mBq/kg]	Activité des mesures [mBq/kg]
Réflecteurs ^a	²³⁸ U to ²¹⁰ Pb	9.2 ± 1.0	Ref. seul : ²³⁸ U : 0.17 ± 0.05
	²¹⁰ Pb ²³² Th to ²⁰⁸ Pb	< 17 < 2.3	Ref. seul : 0.05 ± 0.01
Ressorts	²²⁸ Ac	< 217	
	²²⁸ Th to ²⁰⁸ Pb	20 ± 5	21 ± 5
	²²⁶ Ra to ²¹⁰ Pb	10 ± 3	11 ± 3
	⁴⁰ K	3440 ⁺⁴⁵⁰ ₋₃₄₀	3600 ± 400
Câbles Kapton	²²⁸ Ac	< 139	
	²²⁸ Th to ²⁰⁸ Pb	< 28	15 ± 10
	²²⁶ Ra to ²¹⁰ Pb	< 13	8 ± 6
Connecteurs ^g	²²⁸ Ac	< 442	
	²²⁸ Th to ²⁰⁸ Pb	< 339	82 ± 38
	²²⁶ Ra to ²¹⁰ Pb	< 169	15 ± 8
Vis en laiton	²²⁸ Ac	< 24	
	²²⁸ Th to ²⁰⁸ Pb ²¹⁰ Bi ^b	< 18 (3.0 ± 0.3) × 10 ⁴	3.5 ± 0.9 620 ± 254
Supports en cuivre	²²⁸ Ac	< 0.051	
	²²⁸ Th to ²⁰⁸ Pb	< 0.052	0.024 ± 0.012
	²²⁶ Ra to ²¹⁰ Pb	< 0.019	< 0.04
	⁶⁰ Co ^c	0.47 ± 0.02	0.04
	⁵⁷ Co ^c	0.029 ± 0.005	
Écrans du cryostat	²²⁸ Ac	< 0.38	
	²²⁸ Th to ²⁰⁸ Pb	< 0.40	0.024 ± 0.012
	²²⁶ Ra to ²¹⁰ Pb	< 0.15	< 0.04
PE 1K ^d	²²⁸ Ac	< 4.4	0.5 ± 0.2
	²²⁸ Th to ²⁰⁸ Pb	2.2 ^{+2.1} _{-1.6}	0.3 ± 0.1
	²²⁶ Ra to ²¹⁰ Pb	< 2.1	0.65 ± 0.08
Écran 300K	²²⁸ Ac to ²⁰⁸ Pb	(203 ⁺⁴⁸ ₋₅₁) mBq	
	²²⁶ Ra to ²¹⁰ Pb	(94 ± 13) mBq	
	⁴⁰ K	(3200 ± 400) mBq	
Composantes	Surface	Posterior [nBq/cm ²]	Activité des mesures [nBq/cm ²]
Réflecteurs ^a	²³⁸ U to ²³⁴ U	2.7 ^{+1.9} _{-1.6}	(1.0 ± 0.4) ^e / (1.7 ± 0.5) ^f
	²³⁴ U	< 9.5	
	²³⁰ Th	< 3.5	
	²²⁶ Ra to ²¹⁰ Pb	3.4 ^{+1.5} _{-1.2}	
	²¹⁰ Pb to ²⁰⁶ Pb	1034 ⁺²⁶ ₋₃₃	
	²³² Th	< 3.9	
	²²⁸ Ra to ²²⁸ Th	< 504	
	²²⁸ Th to ²⁰⁸ Pb	2.6 ^{+1.4} _{-1.5}	

^a Les réflecteurs prennent en compte tous les éléments qui font directement face aux cristaux : Feuilles réfléchissantes, PTFE, fils de "bonding", heater ;

^b Le ²¹⁰Bi dans les vis en laiton prend en compte toutes les contaminations à 10 mK (Câbles, Connecteurs, Ressorts, Supports en cuivre) et dans l'infrastructure (écrans du cryostat et PE 1K) ;

^c Le cobalt dans les supports en cuivre compte également pour la contamination dans les écrans en cuivre ;

^d La contribution 1K PE prend en compte toutes les sources en dessous des éléments à 10 mK, par exemple l'électronique à 300 K ou l'unité à dilution ;

^e Mesure de l'activité de surface du ²¹⁴Bi avec le détecteur BiPo-3 ;

^f Activité extrapolée d'une mesure ICPMS, en supposant toute la contamination en surface ;

^g Les connecteurs font référence aux connecteurs MillMax et Kapton.

TABLE 4.7 – Contaminations radioactives de l'installation expérimentale extraites du fit du modèle de bruit de fond. Des priors uniformes (non-informatifs) sont utilisés sauf pour le ²²⁸Th, le ²²⁶Ra et le ⁴⁰K dans les ressorts. La contamination de surface est modélisée avec une profondeur de 10 nm. La dernière colonne montre les activités des mesures (voir les tableaux 4.3 et 4.4).

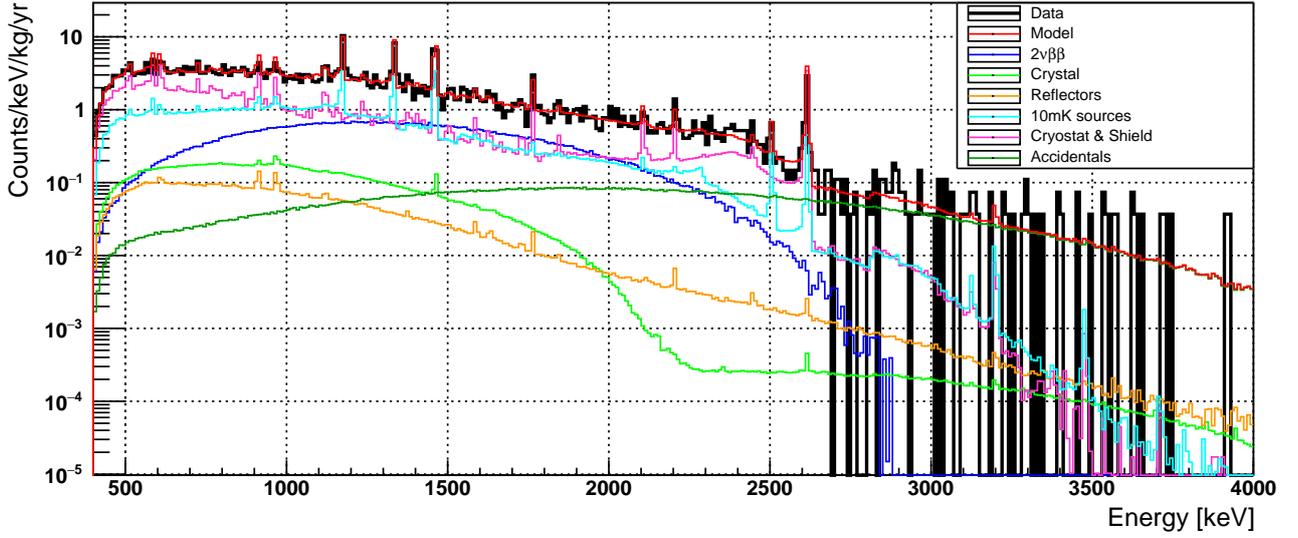


FIGURE 4.25 – Sources de bruit de fond du spectre M_2 . Le spectre est dominé par les sources de bruit de fond les plus externes, à savoir les sources à 10 mK et le cryostat et les blindages.

pas un bruit de fond pour la recherche de la $0\nu\beta\beta$. En choisissant une fenêtre de ± 15 keV on ne prend pas en compte ces deux pics, et on évalue donc correctement l'indice de bruit de fond. On obtient la distribution postérieure du bruit de fond produite par JAGS pour chaque étape i de la chaîne de Markov en calculant :

$$b_i = \sum_{j=1}^{67} \text{Pois}(N_j) \frac{w_{i,j}}{\Delta E \times Mt}. \quad (4.26)$$

Ici b_i est l'indice de bruit de fond dans la région d'intérêt du $0\nu\beta\beta$ à l'étape i , N_j est l'intégrale du spectre MC de la source j dans la ROI, $w_{i,j}$ est le poids de la source j pour l'étape i obtenue par le fit, ΔE est la largeur de la ROI et Mt est l'exposition. Les simulations MC sont elles-mêmes le résultat d'un processus aléatoire, et comportent donc une incertitude statistique. Ceci est pris en compte en tirant au hasard, pour chaque étape i , le nombre de coups dans la région d'intérêt selon une distribution de Poisson. De cette manière, l'indice de bruit de fond est naturellement marginalisé sur toutes les combinaisons d'activités possibles et sur l'incertitude statistique des simulations. La distribution d'indice de bruit de fond obtenue est montrée sur la figure 4.26. Ceci résulte en un indice de bruit de fond (mode \pm plus petit intervalle à 68 %) :

$$b = 2.7_{-0.6}^{+0.7} \times 10^{-3} \text{coups/keV/kg/an}, \quad (4.27)$$

ou en termes de nombre de moles d'isotopes, mol_{iso} , et de la résolution énergétique, ΔE_{FWHM} :

$$\mathcal{B} = 3.7_{-0.8}^{+0.9} \times 10^{-3} \text{coups}/\Delta E_{\text{FWHM}}/\text{mol}_{\text{iso}}/\text{an}. \quad (4.28)$$

C'est le plus bas bruit de fond atteint pour une expérience bolométrique de $0\nu\beta\beta$.

Il est également possible de reconstruire le bruit de fond pour les différentes contributions. On divise alors les sources en cinq catégories :

- Cristaux U/Th ;
- Pile-up ;
- Réflecteurs ;

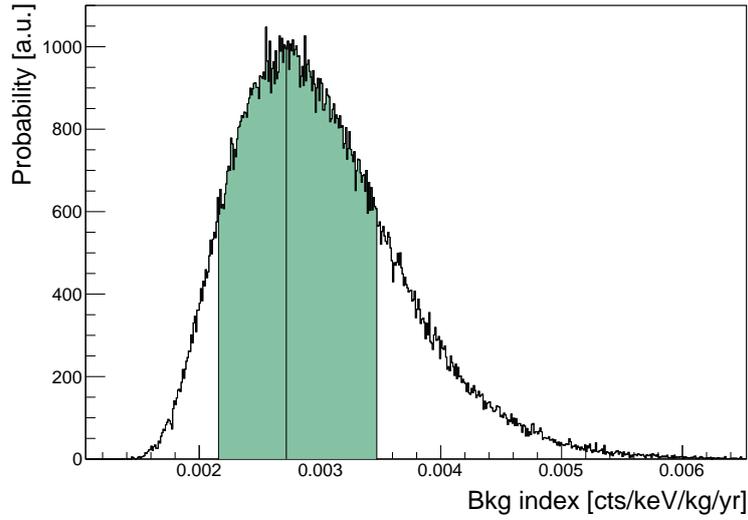


FIGURE 4.26 – Distribution postérieure de l'indice de bruit de fond montrant le mode et le plus petit intervalle à 68.3% c.i., $2.7^{+0.7}_{-0.6} \times 10^{-3}$ coups/keV/kg/an.

- Sources 10 mK ;
- Cryostat et blindages.

La distribution de l'indice de bruit de fond de chacune des catégories est présentée figure 4.27. Le

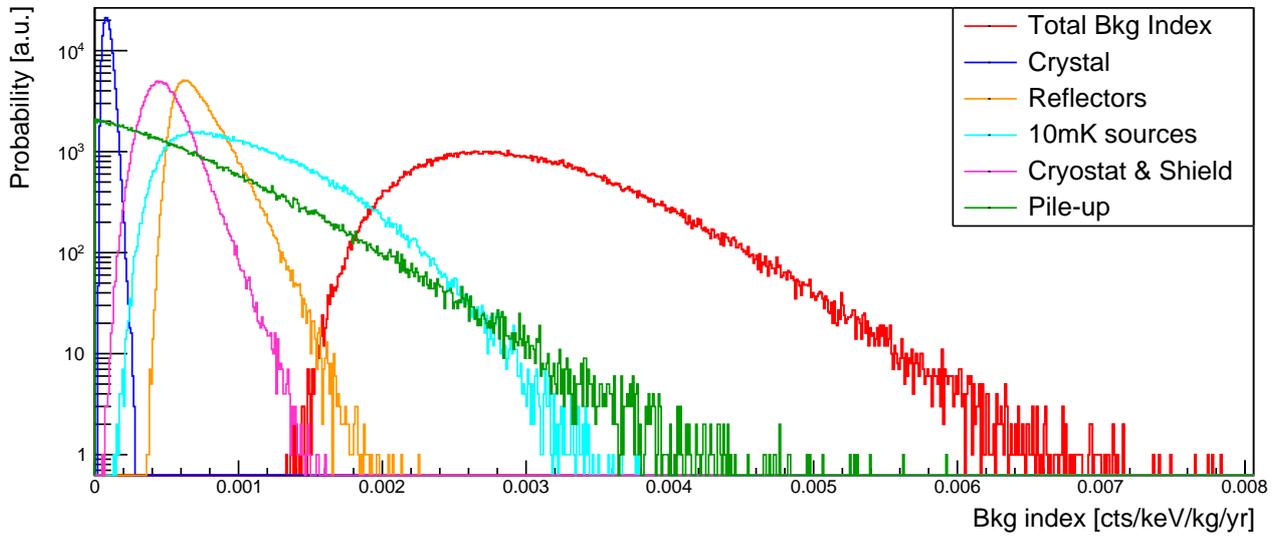


FIGURE 4.27 – Distribution postérieure de l'indice de bruit de fond des différentes sources de bruit de fond regroupées en différentes catégories. La distribution totale du bruit de fond est également présentée.

bruit de fond de chacune des catégories est extrait de manière analogue au bruit de fond total. Les cristaux donnent la plus petite contribution avec un indice de bruit de fond de :

$$8.1^{+3.5}_{-2.5} \times 10^{-5} \text{ coups/keV/kg/an.} \quad (4.29)$$

Initialement, il était prévu que les cristaux utilisés par CUPID soient produits de la même manière que ceux de CUPID-Mo. Même s'il est possible que ce ne soit finalement pas le cas, les résultats

des contaminations des cristaux de CUPID-Mo nous permettent de savoir les niveaux de radiopuretés qu'il est possible d'atteindre. Les contaminations des cristaux obtenus dans CUPID-Mo remplissent les objectifs de CUPID en termes d'indice de bruit de fond, comme abordé dans le chapitre 6. Les contributions du cryostat et des blindages, et des sources à 10 mK sont dues aux matériaux du cryostat d'EDELWEISS qui sont optimisés pour la recherche de matière noire, alors que l'expérience CUPID s'installera dans le cryostat de CUORE optimisé pour la recherche de la $0\nu\beta\beta$. Comme montré figure 4.27, la distribution postérieure de probabilité pour le pile-up permet de fixer une limite pour l'indice de bruit de fond de $< 1.4 \times 10^{-3}$ coups/kev/kg/an (90 % C.I.). C'est potentiellement la plus grande contribution au bruit de fond, en particulier dû à la faible fréquence d'échantillonnage de CUPID-Mo (500 Hz) et le manque de coupures optimisées pour la réjection des pile-up. Cette contribution au bruit de fond représente un enjeu important pour CUPID. Des développements récents ont été effectués pour rejeter les pile-up en utilisant les détecteurs de lumière, comme abordé avec un peu plus de détail dans le chapitre 6. Dans le design de base de CUPID, voir chapitre 6, les feuilles réfléchissantes ne sont pas présentes, ce qui permet d'enlever cette contribution au bruit de fond et permet d'améliorer la réjection du bruit de fond via les coïncidences. Cependant, les réflecteurs incluent ici tous les éléments faisant directement face aux cristaux, incluant les PTFE, les heaters, les fils de bonding. Ces éléments seront présents dans CUPID et participeront donc au bruit de fond.

La figure 4.28 montre les indices de bruits de fond extraits de la figure 4.27 pour chaque catégorie. Les valeurs sont obtenues à partir du mode et du plus petit intervalle à 68% autour du mode. Pour les pile-up le plus petit intervalle à 68% est compatible avec 0, une limite supérieure est alors donnée.

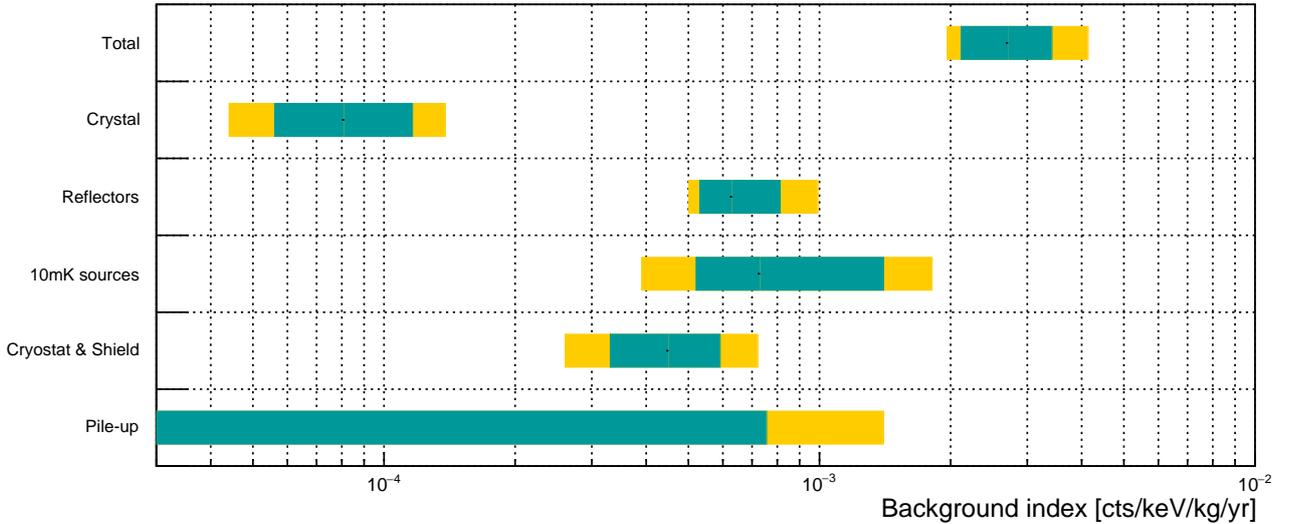


FIGURE 4.28 – Indice de bruit de fond des différentes catégories de sources. Les valeurs sont extraites du mode, du plus petit intervalle à 68.3% (vert), et du plus petit intervalle à 90% (jaune) de la figure 4.27.

4.7.3 Erreurs systématiques

Pour tester la stabilité du modèle et les incertitudes systématiques, plusieurs fits sont réalisés. Un premier test consiste à tenir compte de l'incertitude due à la statistique des simulations MC. Pour cela, on ajoute un paramètre de nuisance à l'équation 4.20 :

$$\log(\mathcal{L}(D|\vec{N})) = \sum_{i=1}^3 \sum_{b=1}^{N_b(i)} \log(\text{Poiss}(n_{i,b}; f_i(E_b; \vec{N}))) + \log(\text{Poiss}(N_{j,i,b}^{MC}; \hat{N}_{j,i,b}^{MC})),$$

où $N_{j,i,b}^{MC}$ est le nombre d'évènements MC dans le bin b de la source j du spectre i , et $N_{i,b}^{\hat{MC}}$ est le nombre attendu. Cela permet de tenir compte des fluctuations de Poisson des simulations MC. Le fit demeure quasiment identique, avec une très légère variation de la valeur de l'indice de bruit de fond comme reporté dans le tableau 4.8.

Pour tester la stabilité du fit, on réalise différents fits en variant le binning, l'intervalle du fit en énergie, le choix des sources du bruit de fond, en particulier la contamination en volume ou en surface des cristaux, comme suit :

- Binning : Le fit de référence est effectué avec un binning variable. On réalise alors des fits avec des binnings fixes de 1, 2, et 20 keV dans $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ et \mathcal{M}_2 . Dans tous les cas, le fit reste bon, et les valeurs d'indice de bruit de fond sont compatibles avec la valeur de référence. Dû au manque de statistique dans le spectre $\mathcal{M}_{1,\alpha}$, le binning est identique au fit de référence dans ce spectre.
- Région d'énergie du fit : Le fit de référence est effectué sur l'intervalle [100 - 4000] keV pour le spectre $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$. Un fit avec un seuil à 200 keV a été effectué impactant très légèrement la valeur du bruit de fond.
- Choix des sources de bruit de fond : L'indice de bruit de fond de référence prend naturellement en compte cette incertitude. Cependant, pour une vérification additionnelle, un fit sans les contributions en volume des chaînes du U/Th a été réalisé. Le fit reste bon et l'indice de bruit de fond reste similaire. Un fit a également été réalisé en enlevant la contribution de surface des cristaux. L'indice de bruit de fond est là aussi compatible avec le fit de référence.
- Région en énergie du spectre $\mathcal{M}_{1,\alpha}$: Le fit de référence est effectué dans l'intervalle [3000 - 10 000] keV. Comme décrit section 4.7, le spectre $\mathcal{M}_{1,\alpha}$ montre une légère incompatibilité dans la région > 6 MeV. Un fit dans l'intervalle [3000 - 6360] keV a été réalisé et considéré comme une incertitude systématique. Avec cette modification, les contributions des réflecteurs sont dégénérées, ce qui résulte en une augmentation de la contamination du thorium assignée par le fit. Avec les incertitudes, le résultat obtenu reste compatible avec le fit de référence.

Les résultats de ces tests sont récapitulés dans le tableau 4.8.

En considérant tous les tests du tableau comme sources d'incertitudes systématiques (avec un binning fixe de 2 keV pour l'incertitude du binning) et en les ajoutant en quadrature, l'indice de bruit de fond est :

$$b = 2.7_{-0.6}^{+0.7}(\text{stat})_{-0.5}^{+1.1}(\text{syst}) \times 10^{-3} \text{coups/keV/kg/an}, \quad (4.30)$$

ou,

$$\mathcal{B} = 3.7_{-0.8}^{+0.9}(\text{stat})_{-0.7}^{+1.5}(\text{syst}) \times 10^{-3} \text{coups}/\Delta E_{\text{FWHM}}/\text{mol}_{\text{iso}}/\text{an}. \quad (4.31)$$

On a également vérifié que le bruit de fond reconstruit n'est pas biaisé, en comparant les distributions d'indices de bruit de fond dans les pseudo-expériences, voir figure 4.29.

4.7.4 Bruit de fond alpha résiduel

Grâce à la réjection des particules α , le bruit de fond de la radioactivité naturelle dans la région d'intérêt provient très majoritairement des sous-chaînes du ^{226}Ra et du ^{228}Th via les particules β et γ . Cependant, le ^{238}U , le ^{234}U , le ^{230}Th , le ^{210}Po et le ^{232}Th peuvent tout de même produire un petit bruit de fond via les particules α . En effet, en appliquant la coupure en lumière il reste tout de même possible que certains α passent cette coupure. À partir de la distribution de bruit de fond dans les cristaux, il est possible de séparer le bruit de fond originaire des particules β/γ des particules α comme montré sur la figure 4.30. Une partie non-négligeable du bruit de fond originaire des cristaux provient des α qui passent la coupure en lumière. Ce bruit de fond α provient d'une contamination de surface

Fit	Indice de bruit de fond [10^{-3} cps/keV/kg/an]
Fit de référence	$2.7^{+0.7}_{-0.6}$
Seuil en énergie $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma} = 200$ keV	$2.8^{+0.7}_{-0.6}$
Binning fixe de 1 keV pour $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ et \mathcal{M}_2	$2.5^{+0.6}_{-0.5}$
Binning fixe de 2 keV pour $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ et \mathcal{M}_2	$2.5^{+0.7}_{-0.5}$
Binning fixe de 20 keV pour $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ et \mathcal{M}_2	$2.9^{+0.8}_{-0.6}$
Sans chaînes du ^{238}U et de ^{232}Th dans le volume du cristal	$2.8^{+0.7}_{-0.5}$
Sans chaînes du ^{238}U et de ^{232}Th ens surface du cristal	$2.8^{+0.7}_{-0.6}$
Sans chaînes du ^{238}U et de ^{232}Th dans les sources à 10 mK	$2.2^{+0.7}_{-0.5}$
Statistique des MC (paramètre de nuisance)	$2.8^{+0.7}_{-0.6}$
Gamme d'énergie $\mathcal{M}_{1,\alpha} = [3000-6360]$ keV	3.8 ± 0.9

TABLE 4.8 – Indice de bruit de fond dans la ROI des différents fits. Les tests permettent de vérifier la stabilité du modèle et d'estimer les incertitudes systématiques.

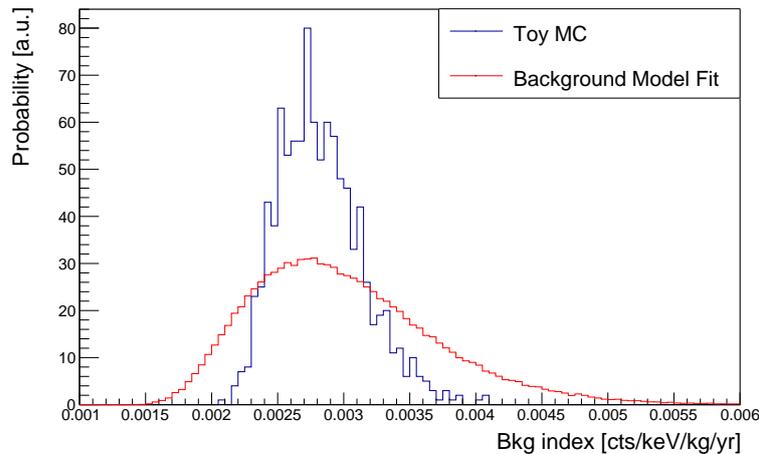


FIGURE 4.29 – Distribution postérieure de l'indice de bruit de fond comparée à la distribution de l'indice de bruit de fond dans les pseudo-expériences. On observe un bon accord des pseudo-expériences avec le modèle de bruit de fond.

des cristaux. Cela correspond à une particule α qui dépose son énergie dans le cristal et dont le recul nucléaire dépose de l'énergie dans le détecteur de lumière. Ce genre d'évènement peut passer la coupure en lumière principalement lorsque le cristal ne fait face qu'à un LD. La figure 4.31, à gauche, montre le spectre $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$, incluant tous les cristaux, et le spectre obtenu en ne sélectionnant que les cristaux faisant face à deux LDs. Une telle coupure permet d'éliminer le bruit de fond alpha restant autour de 5.8 MeV. Cet effet est également visible dans le modèle de bruit de fond. La figure 4.31, à droite, montre la reconstruction par les simulations du spectre $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$, et la reconstruction en ne sectionnant que les cristaux faisant face à deux LDs. On rappelle que dans CUPID-Mo, 5 des 20 cristaux ne font

face qu'à un LD puisque ceux-ci ne sont placés qu'en dessous de chaque cristal. De plus un LD n'était pas opérationnel, et un a eu des performances limitées affectant 4 LMOs supplémentaires. Dans le cas où tous les cristaux feraient face à deux LDs, comme ce sera le cas dans CUPID, le bruit de fond α deviendrait alors négligeable.

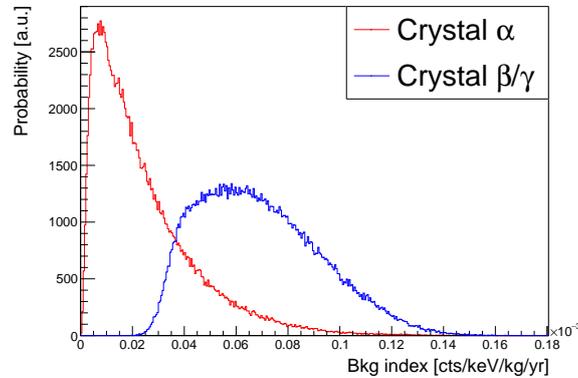


FIGURE 4.30 – Distributions postérieures du bruit de fond des cristaux provenant des contaminations α et β/γ .

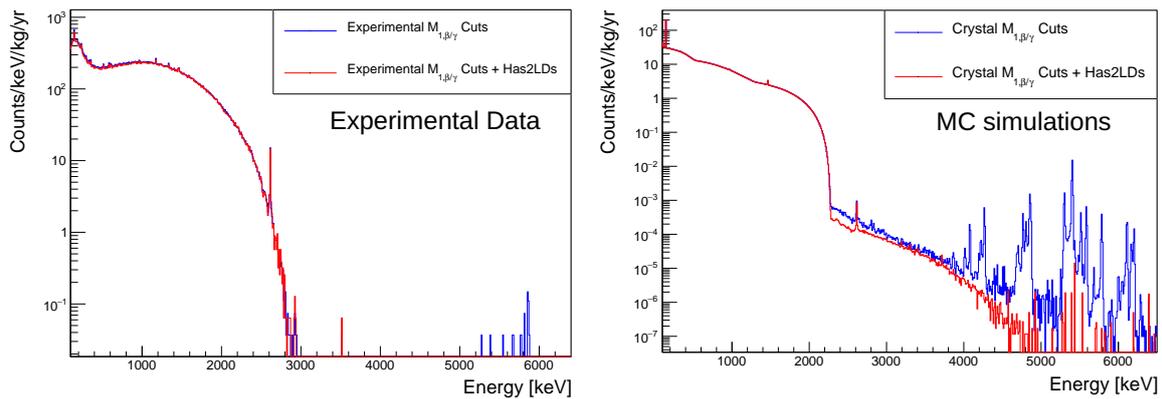


FIGURE 4.31 – *Gauche* : Spectre expérimental $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ (bleu), avec une coupure pour sélectionner les cristaux faces à deux LDs (rouge). *Droite* : Reconstruction du spectre $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ du cristal (bleu), avec une coupure pour sélectionner les cristaux faces à deux LDs (rouge).

Chapitre 5

Étude de la désintégration $2\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo dans CUPID-Mo

À Venise, le temps s'arrête. Comme perdu dans un labyrinthe, je suis envahi par un sentiment étrange. Je ne sais plus où je suis.

Jirô Taniguchi, "Venise"

À partir du modèle de bruit de fond de CUPID-Mo élaboré dans le chapitre précédent, il est possible d'extraire la demi-vie de la désintégration $2\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo . Dans le modèle de bruit de fond construit précédemment, la désintégration $2\nu\beta\beta$ est modélisée sous l'hypothèse SSD. Ce choix était motivé par le fait que ce modèle était favorisé pour le ^{100}Mo par l'expérience NEMO-3 [202], et qu'il permettait de reconstruire correctement nos données. Dans ce chapitre, nous comparons d'abord la qualité de la reconstruction de nos données entre le modèle SSD et le modèle HSD. Dans un second temps, nous présentons la mesure de la demi-vie avec le modèle SSD, en considérant les erreurs systématiques. Par ailleurs, le modèle SSD n'est qu'une approximation, et cette mesure de la demi-vie ne permet pas de prendre en compte une éventuelle erreur théorique liée à la forme du spectre. Pour prendre en compte cet effet, un modèle théorique amélioré est utilisé. Il permet alors de naturellement prendre en compte l'incertitude théorique, et est choisi comme référence pour l'extraction de la valeur de la demi-vie. Ce modèle permet également d'effectuer une mesure de la forme du spectre $2\nu\beta\beta$. Étant donné que la $0\nu\beta\beta$ et la $2\nu\beta\beta$ partagent les mêmes états initiaux et finaux, une bonne description de la demi-vie et de la forme spectrale de la $2\nu\beta\beta$ est nécessaire pour pouvoir effectuer des prédictions sur les éléments de matrice nucléaire de la $0\nu\beta\beta$. En particulier, ces mesures peuvent être utilisées pour ajuster certains paramètres des différents modèles nucléaires. Cette étude, utilisant le modèle amélioré, fait l'objet d'un papier publié sur arXiv [205] et accepté pour publication par PRL. Dans ce chapitre, mon travail a consisté à effectuer les différents fits, à savoir ceux avec le modèle SSD, HSD, et le modèle amélioré.

5.1 SSD vs HSD

Comme abordé dans la section 2.1, des incertitudes théoriques existent concernant la forme du spectre $2\nu\beta\beta$. En particulier, deux hypothèses (SSD et HSD) sont généralement considérées pour approximer la forme du spectre. L'expérience NEMO-3 a observé que le modèle SSD était favorisé pour le ^{100}Mo [202]. Notre modèle de bruit de fond permet de reconstruire correctement les données avec ce modèle SSD. Comme mentionné précédemment, à partir de pseudo-expériences nous avons obtenu une p-valeur de 0.38 pour $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ avec le modèle SSD. Un fit a été réalisé avec le même modèle

de bruit de fond que celui de référence, en remplaçant simplement le modèle SSD par le modèle HSD. Le résultat du fit est montré figure 5.1. On peut observer un biais assez clair dans la gamme d'énergie 2 - 3 MeV où les données sont systématiquement plus hautes que la reconstruction. Des pseudo-expériences basées sur ce fit ont été réalisées. La distribution du likelihood dans ces pseudo-expériences comparée au likelihood du fit HSD est montrée figure 5.2. On observe une incompatibilité avec une p-value ~ 0 .

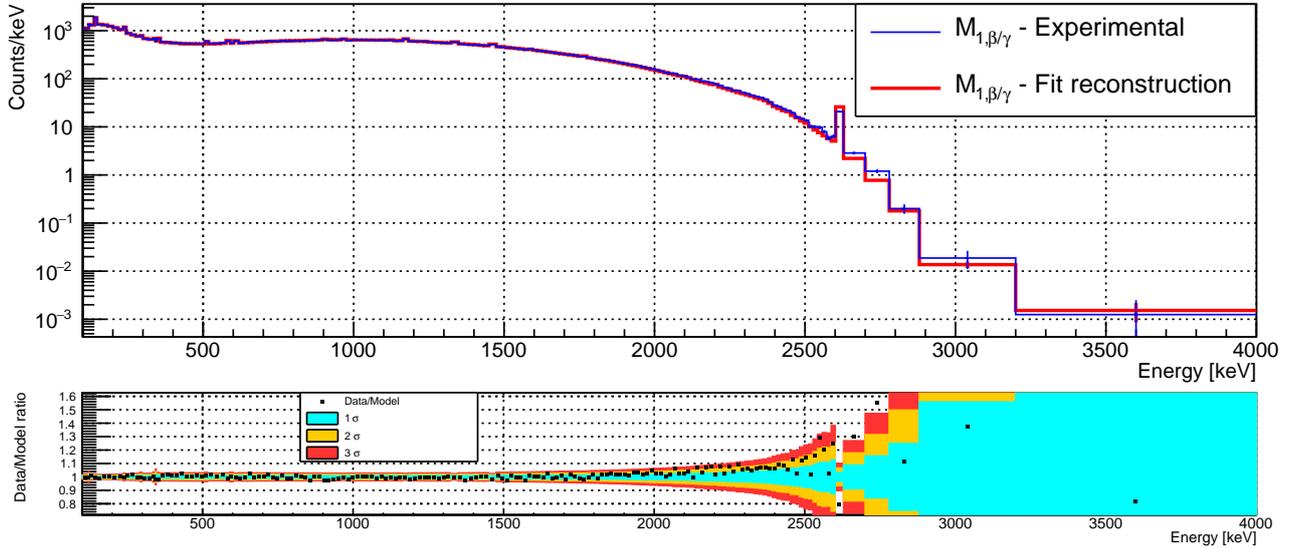


FIGURE 5.1 – Données expérimentales et reconstruction du modèle de bruit de fond du spectre $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ pour le modèle HSD. En bas, le rapport du nombre de coups des données expérimentales sur le nombre de coups dans le modèle reconstruit pour chaque bin est montré. Les couleurs indiquent les incertitudes à ± 1 , ± 2 , et $\pm 3 \sigma$. On observe un biais assez clair entre 2 et 3 MeV.

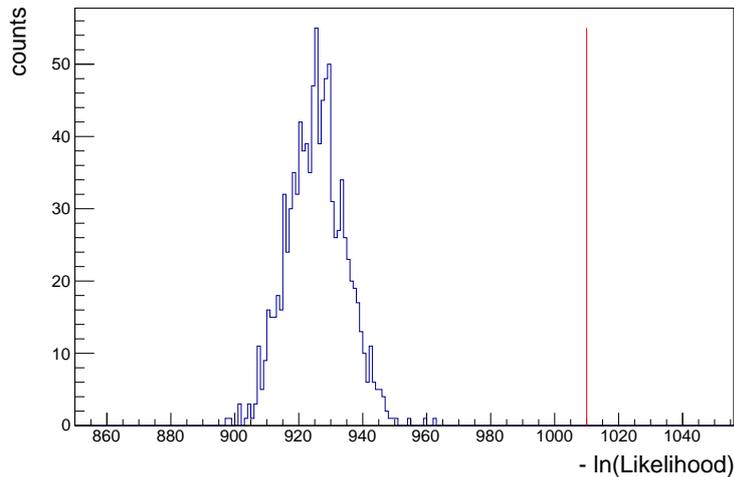


FIGURE 5.2 – Distribution du $-\ln \mathcal{L}(\mathcal{D}|\vec{N})$ dans les pseudo-expériences générées à partir du modèle de bruit de fond construit avec le modèle HSD pour les spectres $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$. La ligne rouge montre le $-\ln \mathcal{L}(\mathcal{D}|\vec{N})$ du fit HSD et indique un clair désaccord.

5.2 Mesure de la demi-vie de la désintégration $2\nu\beta\beta$ via le modèle SSD

À l'issu du fit du modèle de bruit de fond, la distribution postérieure du taux de désintégrations $2\nu\beta\beta$ obtenu est montrée figure 5.3.

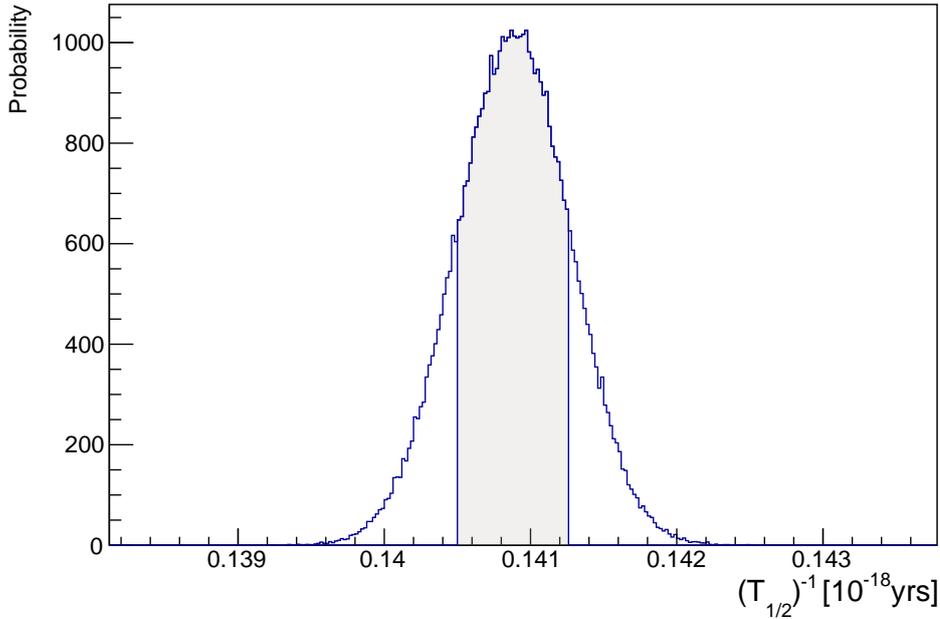


FIGURE 5.3 – Distribution postérieure du taux de désintégrations $2\nu\beta\beta$ obtenu par le fit du modèle de bruit de fond avec le modèle SSD.

En extrayant le mode et le plus petit intervalle à 68.3 % on obtient un taux de désintégrations $2\nu\beta\beta$:

$$(T_{1/2})^{-1} = (0.1409 \pm 0.0004) \times 10^{-18} \text{ an}^{-1}, \quad (5.1)$$

correspondant à une demi-vie :

$$T_{1/2} = (7.10 \pm 0.02) \times 10^{18} \text{ an}. \quad (5.2)$$

L'incertitude statistique est de 0.03%, la mesure de la demi-vie est alors dominée par l'incertitude systématique.

Une étude des incertitudes systématiques a été effectuée sur la valeur de la demi-vie extraite dans le cadre du modèle SSD. Ces incertitudes sont en partie communes à celle effectuées pour l'étude de l'indice de bruit de fond (voir chapitre 4), mais d'autres sont propres à l'analyse de la $2\nu\beta\beta$. Cette étude des incertitudes est identique à celle effectuée pour le modèle théorique amélioré détaillé dans la section suivante, qui est notre référence pour l'extraction de la demi-vie. On se contente alors ici de donner le résultat qui inclut les systématiques. Le taux de désintégrations $2\nu\beta\beta$ obtenu est montré figure 5.4.

En extrayant le mode et le plus petit intervalle à 68.3 % on obtient une demi-vie de la $2\nu\beta\beta$:

$$T_{1/2} = 7.06 \pm 0.02 \text{ (stat.)} \pm 0.11 \text{ (syst.)} \times 10^{18} \text{ ans}. \quad (5.3)$$

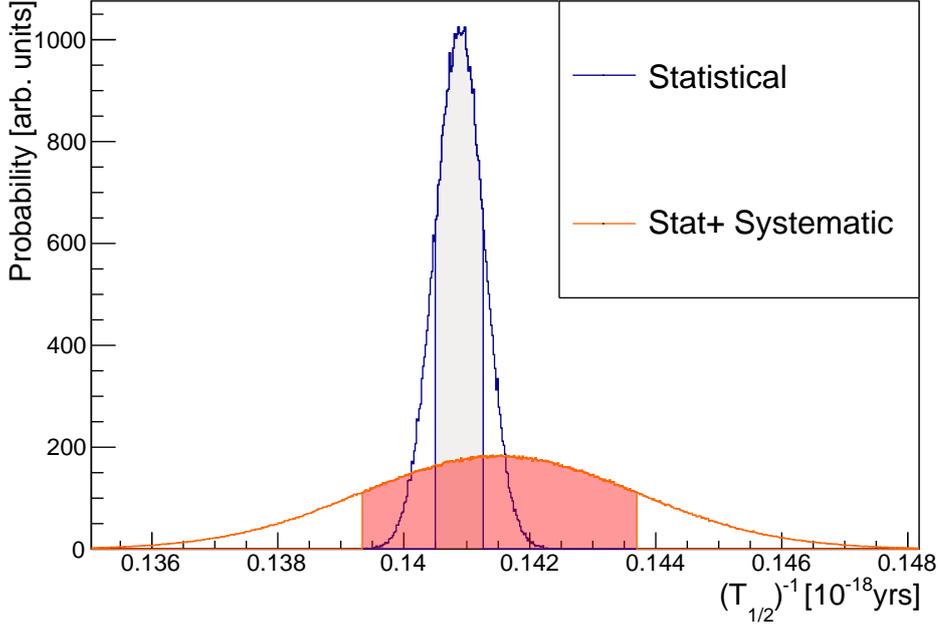


FIGURE 5.4 – Distribution postérieure du taux de désintégrations $2\nu\beta\beta$ pour le modèle SSD avec l’incertitude statistique seule en bleu, et avec l’inclusion des incertitudes systématiques en orange. Le décalage du mode de la distribution est dû à une des incertitudes systématiques (voir section suivante).

Le décalage de la valeur elle-même par rapport à celle obtenue avec l’erreur statistique seule est dû au fait qu’une des incertitudes a été utilisée avec une distribution uniforme comme détaillé dans la section suivante.

5.3 Modèle amélioré

Comme abordé précédemment (voir section 2.1), les modèles SSD et HSD ne sont que des approximations qui permettent de calculer l’espace de phase indépendamment de l’élément de matrice nucléaire. On rappelle que les énergies des leptons sont considérées à partir du paramètre $\epsilon_{K,L}$, où :

$$\epsilon_K = (E_{e_2} + E_{\nu_2} - E_{e_1} - E_{\nu_1})/2, \quad (5.4)$$

et

$$\epsilon_L = (E_{e_1} + E_{\nu_2} - E_{e_2} - E_{\nu_1})/2. \quad (5.5)$$

Une expression améliorée du taux de désintégrations $2\nu\beta\beta$ peut cependant être obtenue en effectuant un développement en série de Taylor sur le paramètre $\epsilon_{K,L}$ [86, 87] :

$$\Gamma^{2\nu} = \Gamma_0^{2\nu} + \Gamma_2^{2\nu} + \Gamma_{22}^{2\nu} + \Gamma_4^{2\nu}, \quad (5.6)$$

avec :

$$\Gamma_0^{2\nu} = (g_A^{\text{eff}})^4 M_0 G_0^{2\nu}, \quad (5.7)$$

$$\Gamma_2^{2\nu} = (g_A^{\text{eff}})^4 M_2 G_2^{2\nu}, \quad (5.8)$$

$$\Gamma_{22}^{2\nu} = (g_A^{\text{eff}})^4 M_{22} G_{22}^{2\nu}, \quad (5.9)$$

$$\Gamma_4^{2\nu} = (g_A^{\text{eff}})^4 M_4 G_4^{2\nu}, \quad (5.10)$$

où M_0 , M_2 , M_{22} , et M_4 sont les éléments de matrice nucléaire et G_0 , G_2 , G_{22} , et G_4 sont les éléments d'espace de phase. Dans le cadre le plus général, on utilise la dénomination g_A^{eff} pour prendre en compte que la valeur de g_A puisse être ajustée pour correctement reconstruire l'amplitude du processus. Ce développement permet d'établir les éléments d'espace de phase indépendamment des éléments de matrice nucléaire. De manière analogue à la section 2.1, on a [86, 87] :

$$G_N^{2\nu} \propto \int_0^{E_i - E_f - E_{e_1} - E_{e_2}} E_{\nu_1}^2 E_{\nu_2}^2 A_N^{2\nu} dE_{\nu_1}, \quad (N = 0, 2, 4, 22) \quad (5.11)$$

avec :

$$A_0^{2\nu} = 1, \quad (5.12)$$

$$A_2^{2\nu} = \frac{\epsilon_K^2 + \epsilon_L^2}{(2m_e)^2}, \quad (5.13)$$

$$A_{22}^{2\nu} = \frac{\epsilon_K^2 \epsilon_L^2}{(2m_e)^4}, \quad (5.14)$$

$$A_4^{2\nu} = \frac{\epsilon_K^4 + \epsilon_L^4}{(2m_e)^4}. \quad (5.15)$$

Les éléments de matrice nucléaire sont donnés par [86, 87] :

$$M_0 = (M_{GT-1}^{2\nu})^2, \quad (5.16)$$

$$M_2 = M_{GT-1}^{2\nu} M_{GT-3}^{2\nu}, \quad (5.17)$$

$$M_{22} = \frac{1}{3} (M_{GT-3}^{2\nu})^2, \quad (5.18)$$

$$M_4 = \frac{1}{3} (M_{GT-3}^{2\nu})^2 + M_{GT-1}^{2\nu} M_{GT-5}^{2\nu}, \quad (5.19)$$

avec :

$$M_{GT-1}^{2\nu} = m_e \sum_n \frac{M_n}{E_n - (E_i + E_f)/2}, \quad (5.20)$$

$$M_{GT-3}^{2\nu} = \sum_n M_n \frac{4m_e^3}{(E_n - (E_i + E_f)/2)^3}, \quad (5.21)$$

$$M_{GT-5}^{2\nu} = \sum_n M_n \frac{16m_e^5}{(E_n - (E_i + E_f)/2)^5}. \quad (5.22)$$

En introduisant les paramètres :

$$\xi_{31} = \frac{M_{GT-3}^{2\nu}}{M_{GT-1}^{2\nu}}, \quad (5.23)$$

et,

$$\xi_{51} = \frac{M_{GT-5}^{2\nu}}{M_{GT-1}^{2\nu}}, \quad (5.24)$$

il est possible d'obtenir le taux de désintégrations différentiel :

$$\frac{d\Gamma}{dE} = (g_A^{\text{eff}})^4 |M_{GT-1}^{2\nu}|^2 \left(\frac{dG_0^{2\nu}}{dE} + \xi_{31} \frac{dG_2^{2\nu}}{dE} + \frac{1}{3} \xi_{31}^2 \frac{dG_{22}^{2\nu}}{dE} + \left(\frac{1}{3} \xi_{31}^2 + \xi_{51} \right) \frac{dG_4^{2\nu}}{dE} \right). \quad (5.25)$$

Expérimentalement, en introduisant les formes spectrales $\frac{dG_N}{dE}$ dans le fit du modèle de bruit de fond, il est possible d'accéder aux paramètres $(g_A^{\text{eff}})^4 |M_{GT}^{2\nu}|^2$, ξ_{31} , et ξ_{51} et d'extraire une information sur la forme de la $2\nu\beta\beta$. Cette expression est alors plus générale, et inclut naturellement l'incertitude théorique dans l'évaluation de la demi-vie.

Le premier niveau du développement de Taylor ($M_0, A_0^{2\nu}$) correspond à l'hypothèse HSD, où les énergies des leptons sont négligées, avec $\xi_{31} = \xi_{51} = 0$. L'hypothèse SSD se reflète différemment dans ce cadre théorique. On rappelle que l'hypothèse SSD consiste à considérer seulement l'état fondamental intermédiaire et non la somme $\sum M_n$. L'hypothèse SSD correspond ici à une combinaison particulière des valeurs des éléments de matrice nucléaire M_N associée à chaque espace de phase $G_N^{2\nu}$. Les formes spectrales des éléments d'espace de phase dépendent alors de l'ordre du développement en série de Taylor sur les énergies des leptons, au travers des éléments $A_N^{2\nu}$ (équations 5.12, 5.13, 5.14, 5.15). Les formes spectrales avec une normalisation arbitraire sont présentées sur la figure 5.5. On peut par ailleurs noter que les éléments $M_{GT-3}^{2\nu}$ et $M_{GT-5}^{2\nu}$ devraient être dominés par l'état intermédiaire de plus basse énergie étant donné les termes en puissance de 3 et de 5 à leur dénominateur. Il devrait être alors possible que ces deux éléments de matrice en particulier puissent être correctement approximés avec l'hypothèse SSD.

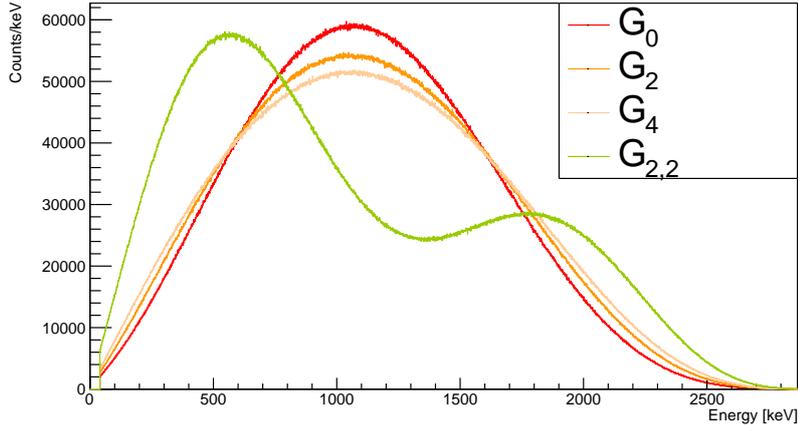


FIGURE 5.5 – Comparaison des formes spectrales des différents espaces de phase du développement de Taylor. Les spectres sont présentés avec une normalisation arbitraire. [206]

Ce cadre théorique a déjà été utilisé par l'expérience KamLAND-Zen pour l'étude de la $2\nu\beta\beta$ du ^{136}Xe [207]. L'expérience n'a pas observé de contribution de la part des termes d'ordre > 0 et a fixé une limite $\xi_{31} < 0.26$ (90 % C.L.) en accord avec la plupart des calculs QRPA [207]. On rappelle que ce résultat est obtenu pour le ^{136}Xe et que chaque noyau a des contributions différentes des états d'énergie intermédiaires.

5.3.1 Mesure de la demi-vie

Le modèle de référence pour l'étude de la $2\nu\beta\beta$ est obtenu en remplaçant le modèle SSD utilisé dans le modèle de bruit de fond, par ce modèle amélioré équation 5.25. Des priors uniformes sont utilisés pour les paramètres $(g_A^{\text{eff}})^4 |M_{GT}^{2\nu}|^2$, ξ_{31} , et ξ_{51} . En particulier on veut extraire une information sur les paramètres de forme que sont ξ_{31} , et ξ_{51} . On obtient un taux de désintégrations $2\nu\beta\beta$:

$$(T_{1/2})^{-1} = (0.1408 \pm 0.0004) \times 10^{-18} \text{ ans}^{-1}, \quad (5.26)$$

correspondant à une demi-vie :

$$T_{1/2} = (7.10 \pm 0.02) \times 10^{18} \text{ ans.} \quad (5.27)$$

L'incertitude statistique est de 0.03%, la mesure de la demi-vie est alors dominée par l'incertitude systématique. De manière analogue à ce qui a été effectué pour le modèle de bruit de fond, des pseudo-expériences ont été construites avec ce modèle amélioré, résultant en une p-value de 0.54. La demi-vie obtenue est complètement compatible avec ce qui a été obtenu avec le modèle SSD, avec un écart relatif entre les deux de 0.07 %. Les deux distributions statistiques sont montrées figure 5.6.

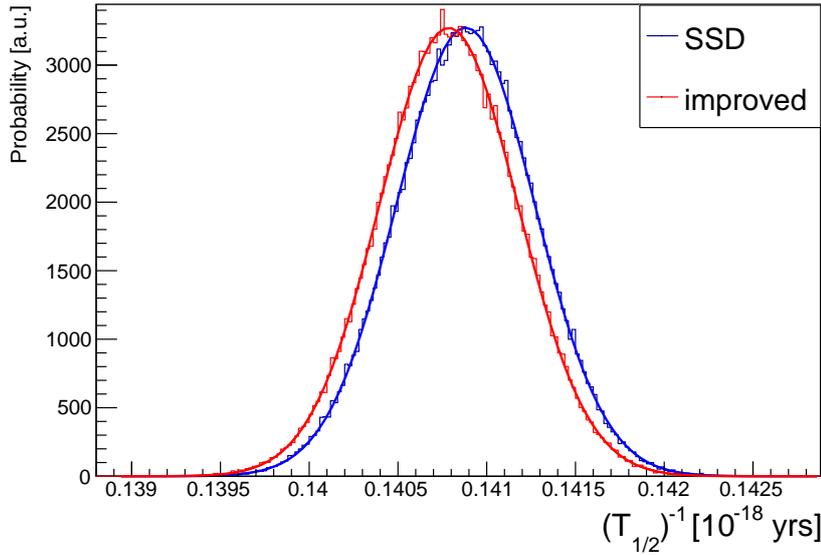


FIGURE 5.6 – Comparaison des distributions de probabilité postérieure du taux de désintégrations $2\nu\beta\beta$ obtenues par le fit du modèle de bruit de fond avec le modèle SSD (bleu) et avec le modèle amélioré (rouge). Les distributions sont complètement compatibles avec un léger décalage de l'ordre de 0.07 %.

L'incertitude statistique étant relativement petite, l'étude des incertitudes systématiques est primordiale pour la mesure de la $2\nu\beta\beta$. Ces sources d'incertitudes ne sont a priori pas identiques à celles du modèle de bruit de fond, mais certaines sont communes. On considère alors les sources d'incertitudes systématiques suivantes :

- Localisation des sources

Un fit sans les contributions Th/U externes (écrans à 300K) entraîne un taux plus bas (-0.83 %), alors qu'un fit sans les contributions à 10 mK entraîne un taux plus élevé (+0.22 %). Comme déjà mentionné, ce type d'incertitudes est déjà marginalisé dans notre analyse. Cependant, d'autres effets peuvent rentrer en jeu et de manière conservatrice on choisit une incertitude de (± 0.83 %) pour ce test. Cette incertitude est assignée avec une probabilité gaussienne et inclut la possibilité de sources encore plus lointaines que celles incluses dans le fit.

- $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$

Le $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ est une contamination qui peut être présente dans les cristaux et qui est incluse dans le fit de référence du modèle de bruit de fond. Le $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ consiste en deux émetteurs β avec des Q-values de 540 keV et 2276 keV respectivement. Ces deux contributions sont séparées de 60 heures et sont donc à l'équilibre. En particulier, le ^{90}Y est anti-corrélé avec la $2\nu\beta\beta$ dans notre modèle. En effet, étant un émetteur β pur avec une Q-value relativement haute, la forme

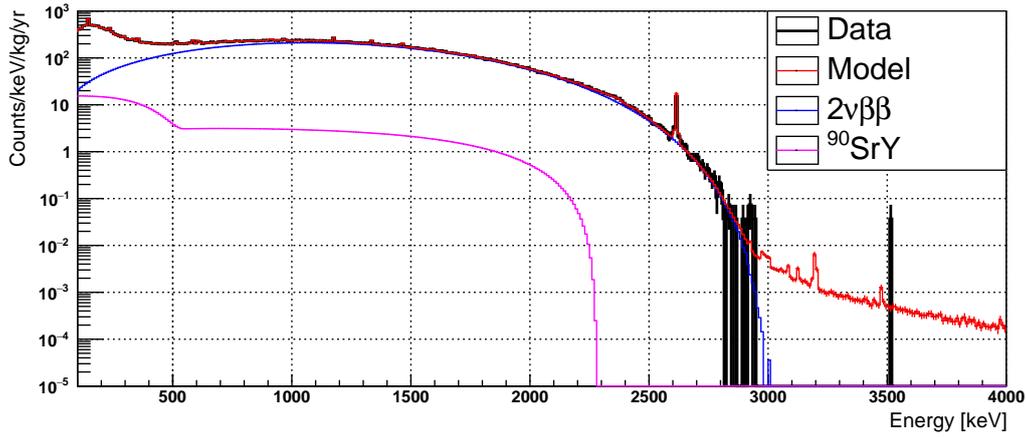


FIGURE 5.7 – Spectre $\mathcal{M}_{1,\beta/\gamma}$ des données comparé à la reconstruction du modèle de bruit de fond, à la désintégration $2\nu\beta\beta$ et à la contribution $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$. La forme du spectre $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ ressemble à celle de la $2\nu\beta\beta$ et les deux contributions sont alors anti-corrélées.

de ce spectre ressemble à la forme de la $2\nu\beta\beta$ comme on peut le constater sur la figure 5.7. Cette contribution peut également être utilisée pour expliquer des éventuelles contributions à basse énergie qui seraient manquantes dans le modèle. Dans le modèle de bruit de fond, la contribution $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ converge à une activité de 179^{+36}_{-32} $\mu\text{Bq/kg}$, voir tableau 4.6. Étant donné que nous n'avons pour autant pas d'arguments très forts pour certifier que cette contribution est bien présente dans les données, un fit sans cette contribution est réalisé. Le fit sans la contribution $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ aboutit à un taux plus élevé à hauteur de +1.05 %. Une distribution uniforme est utilisée pour cette incertitude.

- **Modèle minimal**
Un fit est réalisé en enlevant les contributions dont les activités sont compatibles avec zéro. On observe un décalage du taux de désintégrations de +0.24 %, qui est assigné avec une distribution gaussienne.
- **Biais en énergie**
Des fits variant les énergies des simulations par ∓ 1 keV ont été effectués pour prendre en compte un possible biais dans la calibration en énergie. Il en résulte un décalage de $^{+0.11}_{-0.16}$ % assigné avec une gaussienne asymétrique.
- **Binning**
Comme pour le modèle de bruit de fond, on considère l'incertitude liée au binning. Dans le fit de référence on utilise un binning variable. Des fits avec des binning de 1,2,10,20, et 30 keV ont été effectués. Le binning de 2 keV est celui qui a le plus d'impact avec un taux réduit de -0.37 %. De manière conservatrice on choisit une distribution gaussienne pour cette systématique.
- **Bremsstrahlung**
La section efficace du Bremsstrahlung n'est pas très exactement connue, on génère alors la $2\nu\beta\beta$ avec les sections efficaces de Bremsstrahlung modifiées de $\pm 10\%$. Cela résulte en une variation du taux de $^{+0.13}_{-0.22}$ % assignée avec une gaussienne asymétrique.
- **Statistique des MC**
L'erreur statistique des MC est prise en compte en ajoutant un paramètre de nuisance, comme pour le modèle de bruit de fond, voir équation 4.30. Cela entraîne un taux -0.11 % plus petit considéré avec une distribution postérieure gaussienne.

- Efficacité et enrichissement :

Les dernières sources de systématiques considérées sont liées à l'efficacité et l'enrichissement en ^{100}Mo qui résultent en des erreurs de 1.2 %, voir tableau 4.1, et 0.2 % [208] respectivement, assignées avec des distributions gaussiennes.

Toutes ces sources d'incertitudes sont récapitulées dans le tableau 5.1.

Test systématique	Erreur $T_{12}[\%]$
Localisation source	± 0.83
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	+1.05
Modèle minimal	± 0.24
Binning	± 0.37
Biais en énergie	+0.11 -0.16
Forme du signal (Bremsstrahlung)	+0.13 -0.22
Statistique MC	± 0.11
Efficacité	± 1.2
Abondance isotopique	± 0.2

TABLE 5.1 – Incertitudes systématiques dans la détermination du taux de désintégrations $2\nu\beta\beta$, toutes les incertitudes sont assignées avec des distributions gaussiennes ou gaussienne asymétriques (pour les erreurs asymétriques) à l'exception du $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ pour lequel une distribution uniforme est utilisée.

En considérant toutes ces systématiques, on obtient la distribution en rouge sur la figure 5.8. En extrayant le mode et le plus petit intervalle à 68.3 % on obtient un taux de désintégrations $2\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo :

$$(T_{1/2})^{-1} = (0.1414 \pm 0.0023) \times 10^{-18} \text{ ans}^{-1} \text{ (stat+syst.)}, \quad (5.28)$$

correspondant à une demi-vie :

$$T_{1/2} = (7.07 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.11(\text{syst.}) \times 10^{18} \text{ ans.} \quad (5.29)$$

Avec une erreur relative de $\pm 1.6\%$, c'est la mesure la plus précise de la demi-vie pour la désintégration $2\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo , et parmi les plus précises tout isotope confondu. La valeur obtenue est compatible avec celle obtenue avec le modèle SSD.

5.3.2 Étude de la forme spectrale

En mesurant ξ_{31} et ξ_{51} (équations 5.23 et 5.24), on peut obtenir des informations supplémentaires pour tester les modèles nucléaires, mais également extraire une information sur g_A^{eff} (équation 5.25). Ces paramètres sont extraits en considérant les valeurs d'espace de phase calculés à partir d'une fonction d'onde de Dirac pour une distribution uniforme de la charge dans le noyau et en prenant en compte le nuage électronique [87].

Ces paramètres, ξ_{31} et ξ_{51} , indiquent le poids des termes d'ordres supérieurs dans la transition. La figure 5.9 montre la distribution postérieure du paramètre ξ_{51} en fonction du paramètre ξ_{31} obtenue dans le fit. On observe une anti-corrélation importante entre ces deux termes. Le fit semble favoriser

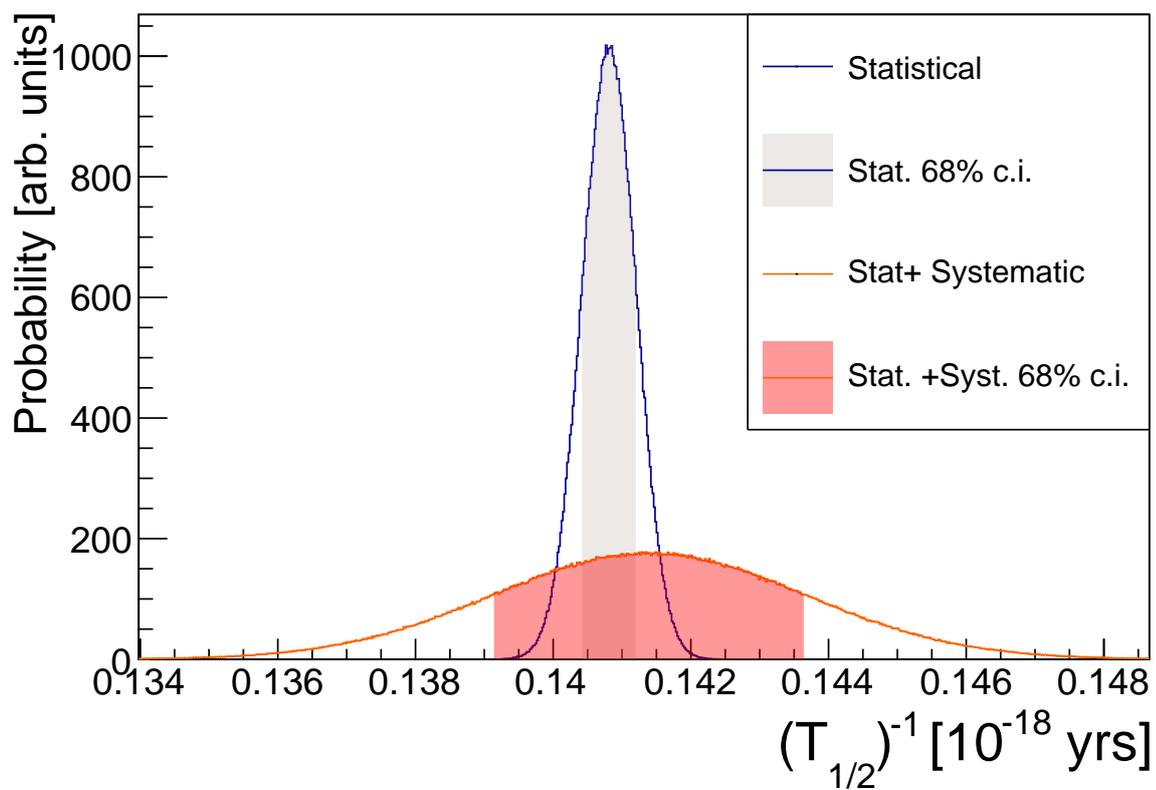


FIGURE 5.8 – Distribution postérieure du taux de désintégrations $2\nu\beta\beta$ avec l'incertitude statistique (bleu), et avec les incertitudes statistique et systématique (rouge).

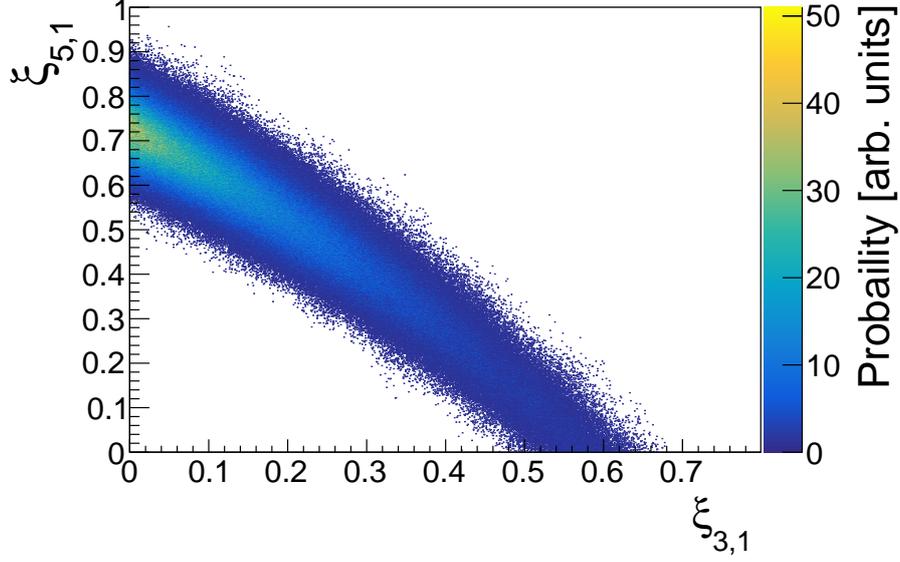


FIGURE 5.9 – Distribution postérieure de ξ_{51} en fonction de ξ_{31} . On observe une claire contribution des termes d'ordre supérieur avec une forte anti-corrélation entre les deux contributions.

des valeurs de ξ_{51} plus élevées que ξ_{31} , ce qui va à l'encontre du modèle théorique. De plus, le rapport ξ_{51}/ξ_{31} n'est pas vraiment contraint avec une limite supérieure, $\xi_{51}/\xi_{31} < 40$ (90 % C.I.). On observe cependant que le fit a besoin des contributions des termes ξ_{31} et ξ_{51} , ce qui indique que le modèle HSD est défavorisé par nos données, comme vu dans la section précédente.

Comme mentionné précédemment les calculs de $M_{GT-3}^{2\nu}$ et $M_{GT-5}^{2\nu}$ devraient être correctement approximés par les modèles nucléaires car ils dépendent des contributions des états de plus basse énergie. En particulier, on a $\xi_{51}/\xi_{31} = M_{GT-5}^{2\nu}/M_{GT-3}^{2\nu} = 0.367$ [86] sous l'hypothèse SSD, $\xi_{51}/\xi_{31} = 0.349$ d'après le modèle en couche [209, 210], et des valeurs entre 0.364 et 0.368 dans le cadre du modèle pn-QRPA en fonction de la valeur de g_A^{eff} et du potentiel utilisé. En effet, dans le cadre du modèle pn-QRPA, il existe un paramètre de normalisation qui est ajustable, g_{pp} , qui représente l'interaction particule-particule. Ainsi pour chaque valeur de g_A^{eff} , il est possible d'ajuster la valeur de g_{pp} de sorte à correctement reconstruire la demi-vie de la $2\nu\beta\beta$. Cette valeur de g_{pp} est ensuite utilisée pour calculer les valeurs de ξ_{31} et ξ_{51} , et donc du rapport entre les deux. En considérant que le fit avec les paramètres libres donne des résultats en contradiction avec le cadre mathématique, qui impose $\xi_{31} > \xi_{51}$ du fait du développement de Taylor (voir équation 5.6), et que les modèles théoriques donnent des valeurs cohérentes pour le rapport ξ_{51}/ξ_{31} , on choisit alors de réaliser un fit en utilisant un prior gaussien sur le paramètre ξ_{51}/ξ_{31} avec la valeur calculée par le modèle SSD [86] pour le mode et une incertitude de $\pm 5\%$. Cela permet alors de mieux contraindre le fit mais cela n'affecte pas le résultat sur la demi-vie. La distribution de probabilité obtenue sur le paramètre ξ_{31} est montrée figure 5.10, cela résulte en une valeur :

$$\xi_{31} = 0.47 \pm 0.03 \text{ (stat.)}, \quad (5.30)$$

et

$$\xi_{51} = 0.17 \pm 0.02 \text{ (stat.)}. \quad (5.31)$$

En comparant avec les données théoriques, on observe toujours que le modèle HSD ($\xi_{31} = 0$) est exclu par nos données, avec une incompatibilité de $\sim 15 \sigma$. Le modèle SSD est défavorisé ($\xi_{31} = 0.368$ [86]), à hauteur de 3.1σ . La figure 5.10, montre également les valeurs de ξ_{31} pour différentes valeurs de g_A^{eff}

en utilisant le potentiel nucléon-nucléon "Argonne V18" [86] dans le cadre du modèle pn-QRPA, et la valeur de ξ_{31} dans le cadre du modèle Shell [209, 210]. La mesure des paramètres ξ_{31} et donc de ξ_{51} peut permettre la mesure de g_{pp} dans le cadre du modèle pn-QRPA, et également la mesure de g_A^{eff} , grâce à la contrainte sur la valeur de la demi-vie.

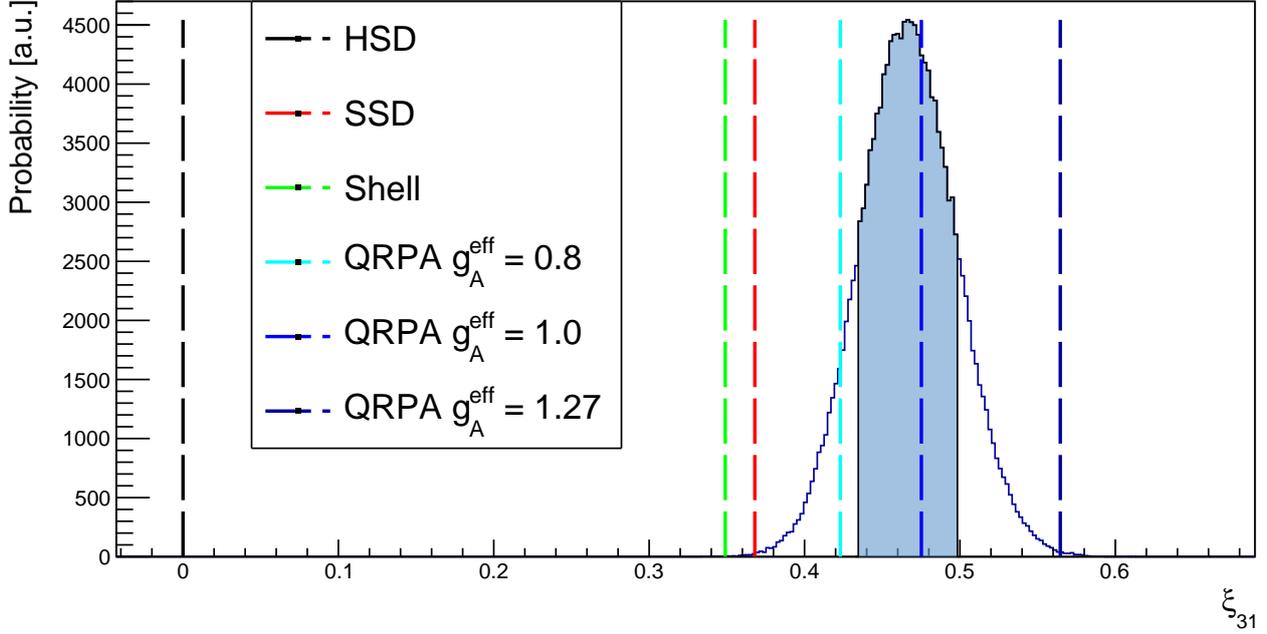


FIGURE 5.10 – Distribution de probabilité postérieure de ξ_{31} pour un fit réalisé avec un prior gaussien sur le rapport ξ_{31} et ξ_{51} calculé par le modèle SSD [86]. La distribution est comparée avec les valeurs théoriques issus du modèle HSD et SSD [86], du modèle pn-QRPA [86], et du modèle Shell [209, 210].

On considère ensuite les mêmes incertitudes systématiques que pour la mesure de la demi-vie. Les incertitudes sont répertoriées dans le tableau 5.2.

Test systématique	Incertitude ξ_{31} [%]
Localisation source	± 0.9
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	-4.9
Modèle minimal	± 7.7
Binning	± 1.4
Biais en énergie	+3.5 -3.7
Bremsstrahlung	+6.0 -6.8
Statistique MC	± 1.4

TABLE 5.2 – Incertitudes systématiques sur la valeur de ξ_{31} , toutes les incertitudes sont assignées avec des distributions gaussiennes ou gaussiennes asymétriques (pour les erreurs asymétriques) à l'exception du $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ pour lequel une distribution uniforme est utilisée.

Les effets les plus importants sont dus au choix des sources du modèle de bruit de fond, et à la section efficace du Bremsstrahlung. La distribution postérieure du paramètre ξ_{31} avant et après la

convolution avec les erreurs systématiques est montrée sur la figure 5.11. On extrait alors une valeur :

$$\xi_{31} = 0.45 \pm 0.03 \text{ (stat.)} \pm 0.05 \text{ (syst.)} \quad (5.32)$$

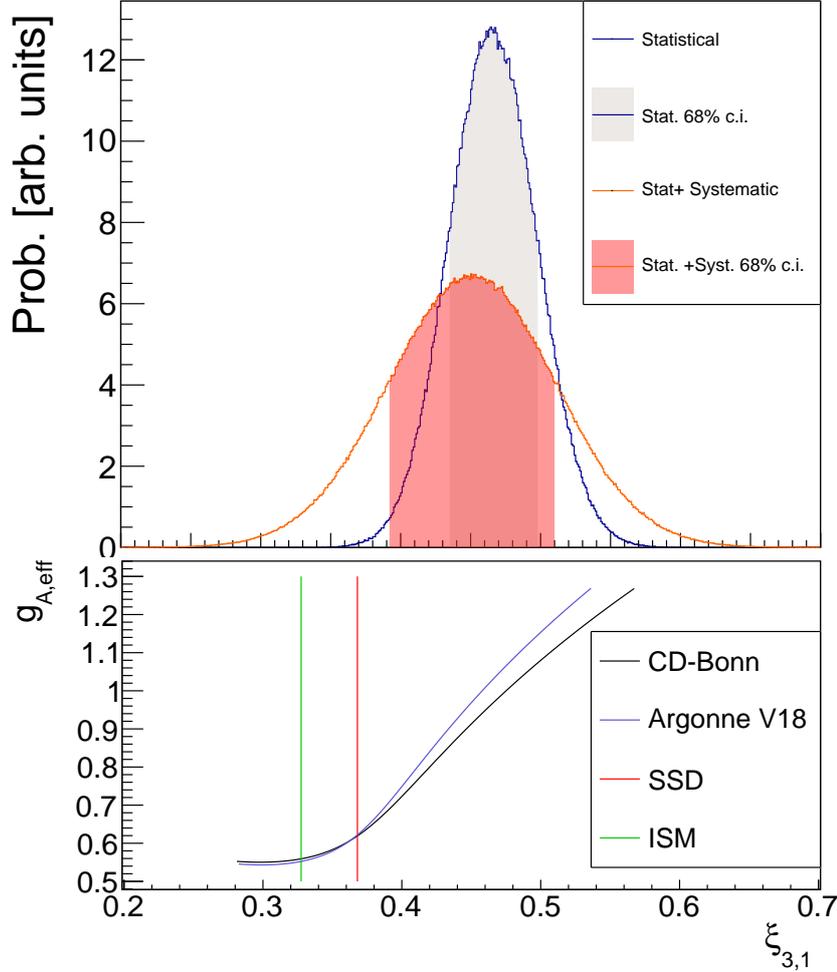


FIGURE 5.11 – Distribution postérieure de ξ_{31} avec et sans la convolution des erreurs systématiques. Dans la partie basse, on compare la distribution avec les valeurs théoriques du modèle SSD [86], du modèle Shell (ISM) [209, 210], et du modèle pn-QRPA en fonction de g_A^{eff} pour les potentiels "Argonne V18" et "CD-Bon" [206], voir aussi [86].

En comparant avec les données théoriques, on observe toujours que le modèle HSD ($\xi_{31} = 0$) est défavorisé par nos données, avec une incompatibilité de $\sim 8\sigma$. Avec l'ajout des erreurs systématiques, nos données sont compatibles avec le modèle SSD ($\xi_{31} = 0.368$) à hauteur de 1.4σ , alors que la valeur de ξ_{31} obtenue est légèrement incompatible avec le modèle en couche (2.1σ). On peut également comparer le résultat obtenu sur ξ_{31} avec toutes les valeurs de g_A^{eff} comprises entre 0.5 et 1.3 dans le cadre du modèle pn-QRPA avec les potentiels "Argonne V18" et "CD-Bon" [206], voir aussi [86]. Plus précisément, on peut extraire une valeur de g_A^{eff} dans le cadre du modèle pn-QRPA, en considérant les mêmes poids pour les potentiels "Argonne V18" et "CD-Bon". On obtient alors une valeur de :

$$g_A^{\text{eff}}(\text{pn-QRPA}) = 1.0 \pm 0.1 \text{ (stat.)} \pm 0.2 \text{ (syst.)} \quad (5.33)$$

De manière générale, on peut extraire une valeur de g_A^{eff} avec [86] :

$$g_{A,\text{eff}}^4 = \frac{T_{1/2}^{-1} \times \xi_{3,1}^2}{M_{GT-3}^2 G}, \quad (5.34)$$

où $G = G_0 + \xi_{3,1}G_2 + \xi_{3,1}^2G_{22}/3 + (\xi_{3,1}^2/3 + \xi_{5,1})G_4$. En utilisant la valeur de M_{GT-3} du modèle en couche [209, 210], qui devrait correctement reproduire les états de basse énergie comme avancé dans [86], on obtient :

$$g_A^{\text{eff}}(\text{ISM}) = 1.11 \pm 0.03 \text{ (stat.)} \pm 0.05 \text{ (syst)}. \quad (5.35)$$

Les incertitudes proviennent de l'échantillonnage des chaînes de Markov issues du fit, en combinant les incertitudes sur la mesure de la demi-vie et de $\xi_{3,1}$, et de la convolution des tests systématiques déjà considérés. Ce résultat est cependant sujet à débat, puisqu'il n'y a pas de consensus de la part des théoriciens, à propos de la fiabilité du calcul de M_{GT-3} dans le cadre du modèle en couche.

Dans le cadre de ce modèle théorique amélioré, nous avons donc pu obtenir la mesure la plus précise de la $2\nu\beta\beta$ pour le ^{100}Mo et pu faire une mesure de la forme spectrale de la $2\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo . Cette étude a pu être réalisée grâce au modèle de bruit de fond établi dans la section précédente. Une attention spéciale a été apportée aux erreurs systématiques. Nous avons pu faire la mesure du paramètre $\xi_{3,1}$, la première du genre, compatible avec la valeur du modèle SSD et avec les prédictions pn-QRPA, et en léger désaccord avec le modèle en couche. Cette étude a également permis une mesure de g_A^{eff} extraite pour la première fois à partir de la forme spectrale de la désintégration $2\nu\beta\beta$.

5.4 Autres études sur la $2\nu\beta\beta$

Le modèle de bruit de fond permet d'effectuer d'autres études notamment basées sur la forme spectrale de la $2\nu\beta\beta$. Je n'ai pas directement réalisé ces études, mais il s'agit de travaux réalisés à partir de fits qui utilisent le modèle de bruit de fond, et qui sont analogues à ce que j'ai pu réaliser.

5.4.1 Études de processus au-delà du Modèle Standard

Il est possible d'étudier la physique au-delà du Modèle Standard via l'étude de la forme spectrale de la $2\nu\beta\beta$ comme détaillé dans [211]. En particulier, il est possible d'étudier l'hypothèse de la $0\nu\beta\beta$ associée à l'émission de Majorons (voir chapitre 2), et la violation de l'invariance de Lorentz. Dans le cas de l'émission de Majorons, le spectre $0\nu\beta\beta$ aurait alors un spectre continu, puisque l'énergie se partagerait entre les électrons et le ou les Majorons. La violation de Lorentz se caractériserait par une modification de la quantité de mouvement du neutrino. Cela modifierait alors naturellement le spectre en énergie des électrons de la $2\nu\beta\beta$. Ces deux études peuvent être effectuées de manière analogue. En effet, en première approximation on peut définir le taux de désintégrations :

$$\frac{d\Gamma}{dE} \propto \frac{dG}{dE} \sim (Q_{\beta\beta} - E)^n \quad (5.36)$$

où G est le facteur d'espace de phase, E est la somme en énergie des deux électrons, et n est l'indice spectral, qui est caractéristique du processus que l'on veut étudier. En particulier, on peut avoir $n = 1, 2, 3, 7$, en fonction des modèles, pour l'étude des Majorons, et $n = 4$ pour la violation de Lorentz. En ce qui concerne la $2\nu\beta\beta$ du Modèle Standard on a $n = 5$. Ainsi, en observant une déviation dans la forme spectrale de la désintégration $2\nu\beta\beta$, il est théoriquement possible de trouver une nouvelle physique.

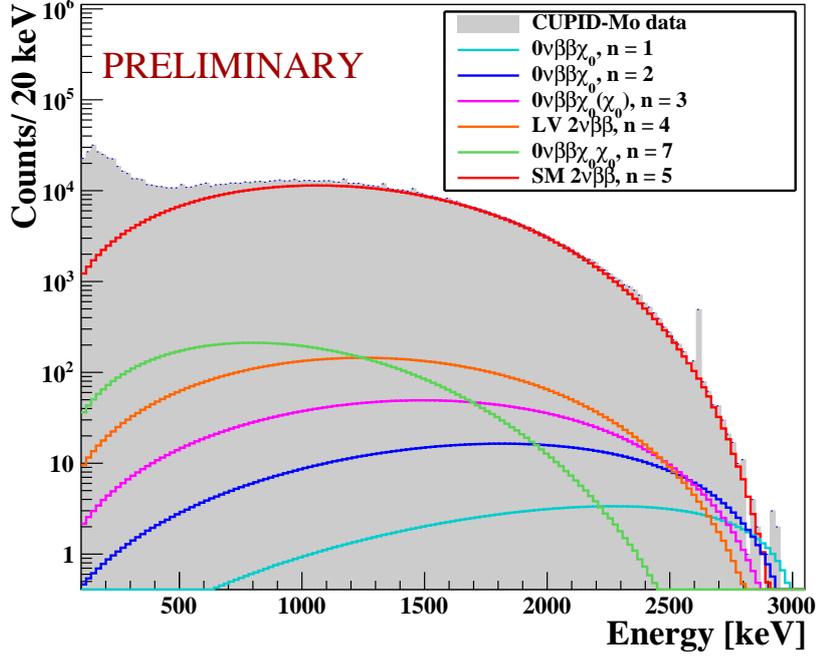


FIGURE 5.12 – Données expérimentales de CUPID-Mo comparées avec le spectre $2\nu\beta\beta$ du Modèle Standard et les spectres des différents modèles théoriques au-delà du Modèle Standard. Ces spectres au-delà du Modèle Standard sont représentés avec une normalisation arbitraire.

Les différents spectres correspondant aux divers modèles sont présentés sur la figure 5.12 avec une normalisation arbitraire. Une étude préliminaire a été effectuée par une autre étudiante en utilisant le modèle SSD de la $2\nu\beta\beta$ et en incluant les différents modèles, un à un. Les résultats préliminaires concernant les processus d'émission de Majorons sont présentés dans le tableau 5.3. Concernant la

Processus	Limite [10^{21} ans] (90% c.i.)
$\beta\beta\chi_0$ (n=1)	2.1
$\beta\beta\chi_0$ (n=2)	4.5
$\beta\beta\chi_0(\chi_0)$ (n=3)	1.4
$\beta\beta\chi_0\chi_0$ (n=7)	0.5

TABLE 5.3 – Résultats préliminaires sur les limites des différents processus au-delà du Modèle Standard dans CUPID-Mo.

violation de Lorentz, on donne le résultat sur la figure 5.13 via la limite sur le paramètre :

$$a_{of}^{(3)} = C \times \Gamma_{LV} / \Gamma_{SM}, \quad (5.37)$$

où Γ_{SM} est le taux de désintégrations $2\nu\beta\beta$ du Modèle Standard, et Γ_{LV} est le taux de désintégrations $2\nu\beta\beta$ avec la violation de Lorentz, et C est une constante. $a_{of}^{(3)}$ est le paramètre qui caractérise la modification de la quantité de mouvement du neutrino. Malgré la petite exposition de CUPID-Mo, on obtient une limite plus contraignante que les autres expériences où le détecteur est aussi la source.

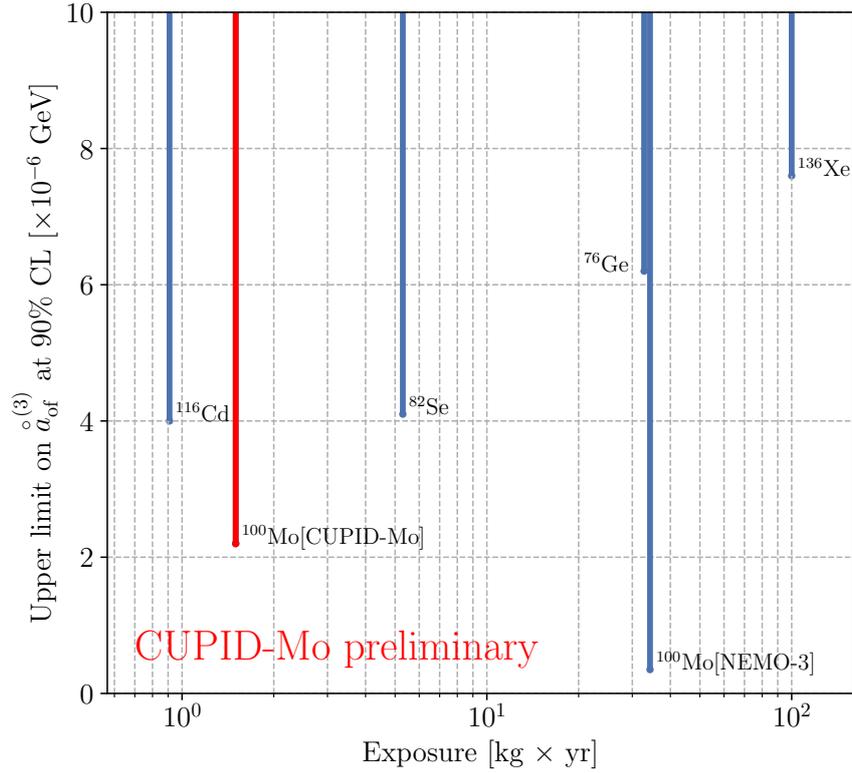


FIGURE 5.13 – Limites sur le paramètre $a_{of}^{(3)}$ relié à la violation de Lorentz dans CUPID-Mo comparées aux résultats de différentes expériences [211].

Cela est notamment dû au fait que la $2\nu\beta\beta$ du Modèle Standard du ^{100}Mo a une demi-vie relativement courte. Par ailleurs, comme nous venons de le voir, la forme spectrale de la $2\nu\beta\beta$ du Modèle Standard n'est pas connue avec précision. Il peut sembler alors important de prendre en compte l'incertitude théorique sur la forme de la $2\nu\beta\beta$ sur ces études au-delà du Modèle Standard. Un travail réalisé par une autre étudiante est en cours pour considérer le modèle théorique amélioré. Cela consiste à ajouter au modèle de bruit de fond élaboré avec le modèle nucléaire amélioré, chacune des contributions, une à une. Les sensibilités sur les processus au-delà du Modèle Standard obtenues sont alors inférieures au cas où la $2\nu\beta\beta$ serait modélisée avec l'hypothèse SSD. L'étude de ces processus est compliquée, étant donné que l'on cherche une petite déviation dans le spectre $2\nu\beta\beta$ et que celle-ci pourrait être expliquée aussi bien par la physique nucléaire que par la physique au-delà du Modèle Standard. Or il semble a priori plus facile d'invoquer la physique nucléaire, qui rentre dans le cadre du Modèle Standard. Cela souligne l'importance de la compréhension du processus de la $2\nu\beta\beta$, en particulier grâce à la mesure de la forme spectrale qui pourrait être réalisée par de nombreuses expériences.

Le modèle de bruit de fond permet également la recherche du neutrino stérile. L'émission d'un neutrino stérile plus massif que le neutrino classique, entraînerait un léger décalage de tout le spectre $2\nu\beta\beta$ vers les basses énergies. Un travail est en cours sur ce sujet.

5.4.2 Mesure de la Q-value

À partir du modèle de bruit de fond, il est également possible d'étudier la valeur de la $Q_{\beta\beta}$. Cela est motivé par certains travaux théoriques, suggérant un possible décalage avec la valeur $3034.40(17)$ [212]

mesurée par un spectromètre "Penning-trap" [213]. Ce décalage pourrait aller de quelques centaines d'eV [214, 215] à quelques keV [216, 217], ce qui aurait des conséquences très importantes pour la recherche de la $0\nu\beta\beta$ puisque le signal serait décalé en énergie. De manière générale, cela peut être relié à de possibles processus dans le cortège électronique. Effectuer cette étude pourrait permettre d'avoir une analyse qui ne présuppose pas la valeur de $Q_{\beta\beta}$. Par ailleurs, il est possible que dans les bolomètres, la calibration pour les événements $\beta\beta$ ne soit pas identique à celle des événements γ . En effet, les processus de dépôt ne sont pas complètement analogues, les γ déposant généralement leur énergie au travers de plusieurs effets Compton, transférant ainsi leur énergies au électrons en plusieurs parties. Le dépôt $\beta\beta$ est ainsi plus localisé et le spectre $2\nu\beta\beta$ pourrait comporter un biais en énergie en calibrant avec les γ .

Chapitre 6

Bruit de fond projeté de la future expérience CUPID

Cessez de fréquenter le passé. Fréquentez le futur.

Pierre-Henry Gomont, "Pereira prétend"

CUPID (CUORE Upgrade with Particle IDentification) est une future expérience bolométrique en cours de construction. CUPID s'installera dans le cryostat de CUORE et étudiera la $0\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo avec des cristaux scintillants de Li_2MoO_4 enrichis à plus de 95% en ^{100}Mo . L'objectif de CUPID est d'obtenir un indice de bruit de fond de 10^{-4} coups/keV/kg/an dans la région d'intérêt. Le modèle de bruit de fond obtenu par l'expérience CUPID-Mo, voir chapitre 4, permet d'obtenir des informations essentielles quant aux contaminations des cristaux et au bruit de fond que ceux-ci vont générer dans CUPID. Dans ce chapitre, on introduit l'expérience CUPID et son design de base. Dans un second temps, les sources de bruit de fond sont exposées ainsi que les méthodes utilisées pour les réduire. Enfin les simulations Monte-Carlo, l'indice de bruit de fond projeté, et le bruit de fond total de l'expérience sont présentés. Dans ce chapitre, mon travail a consisté en la simulation des composantes proches et des composantes à 10 mK. J'ai également effectué le calcul de l'indice de bruit de fond projeté pour la radioactivité des matériaux, et effectué la reconstruction du bruit de fond total.

6.1 De CUORE à CUPID

CUORE est une expérience bolométrique pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos. L'expérience consiste en 988 cristaux de dioxyde de tellurium naturel (TeO_2) installés dans un cryostat au Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS). CUORE étudie la $0\nu\beta\beta$ du ^{130}Te qui a une abondance isotopique naturelle de 34% [80]. CUORE est une des expériences les plus compétitives à l'heure actuelle avec une limite sur la demi-vie du ^{130}Te de $T_{1/2} > 2.2 \times 10^{25}$ (90% C.I.) années correspondant à une limite sur la masse effective du neutrino de Majorana de $m_{\beta\beta} < 90 - 305$ meV [123]. La démonstration de la faisabilité de la construction d'une expérience constituée de ~ 1000 bolomètres, de leur opération et de leur analyse de données, couplés à des résultats extrêmement compétitifs encouragent la construction d'une expérience de nouvelle génération basée sur la même infrastructure. La sensibilité de CUORE est limitée par son bruit de fond dans la région d'intérêt du ^{130}Te ($Q_{\beta\beta} = 2527$ keV) qui provient à 10% des particules β et γ et à 90% des particules α [123], voir figure 6.1. Le but de CUPID est d'utiliser une nouvelle technologie de détecteurs capable de réduire

le bruit de fond dans la région d'intérêt d'au moins deux ordres de grandeur. La première manière de réduire le bruit de fond est d'utiliser des cristaux scintillants, comme détaillé dans le chapitre 3. La détection de la lumière de scintillation permet de discriminer les particules β et γ des particules α et permet d'éliminer le bruit de fond α dans la région d'intérêt. De plus, en étudiant un élément avec une $Q_{\beta\beta}$ au-delà de 2615 keV, qui correspond au dernier pic γ important de la radioactivité γ naturelle, on peut diminuer le bruit de fond dans la région d'intérêt. En combinant ces deux effets, on peut diminuer le bruit de fond de deux ordres de grandeur, comme on peut le constater sur la figure 6.1. C'est dans ce but que les démonstrateurs CUPID-0 et CUPID-Mo ont vu le jour, étudiant respectivement la $0\nu\beta\beta$ du ^{82}Se ($Q_{\beta\beta} = 2998$ keV) et du ^{100}Mo ($Q_{\beta\beta} = 3034$ keV) avec des cristaux scintillants de ZnSe et de Li_2MoO_4 respectivement. CUPID-0 et CUPID-Mo ont démontré d'excellentes performances et ont fixé les meilleures limites pour leur noyau respectif (voir section 2.4.2 pour CUPID-0 et chapitre 4 pour CUPID-Mo). Le choix de CUPID s'est finalement porté sur l'utilisation de cristaux de Li_2MoO_4 enrichis en ^{100}Mo étant donné ses excellents résultats en termes de discrimination des particules α , de résolution énergétique, et de radiopureté des cristaux. L'expérience CUPID s'installera dans le cryostat de CUORE d'ici 2029.

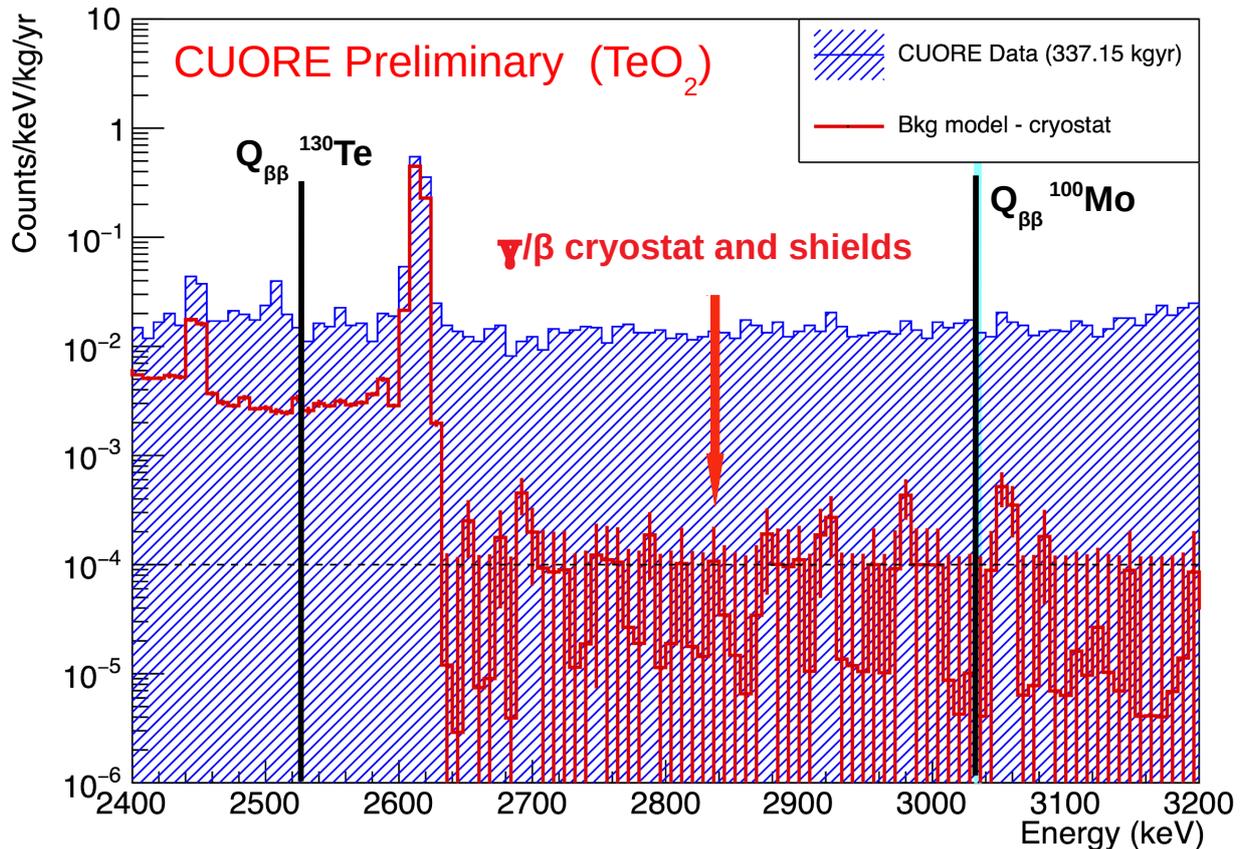


FIGURE 6.1 – Bruit de fond de l'expérience CUORE. En bleu les données expérimentales et en rouge le modèle de bruit de fond β et γ provenant du cryostat et des blindages. Au niveau de la Q -value du ^{130}Te le bruit de fond est autour de 10^{-2} coups/keV/kg/an, il est composé à 90% de particules α et à 10% de particules β/γ . En passant du ^{130}Te au ^{100}Mo et en rejetant le bruit de fond α , on peut atteindre un indice de bruit de fond autour de 10^{-4} coups/keV/kg/an. [218]

6.2 Design de base

Dans son design de base, CUPID consistera en 1596 cristaux de Li_2MoO_4 enrichis à plus de 95 % en ^{100}Mo . Les cristaux seront cubiques, d'une taille $45 \times 45 \times 45 \text{ mm}^3$, correspondant à une masse d'environ 280 g chacun. La masse totale de ^{100}Mo sera alors d'environ 240 kg. Les cristaux seront arrangés en 57 tours, où chaque tour consiste en 14 étages de 2 cristaux. Sur chaque cristal, sera collé un NTD pour récupérer le signal. Des *wafers* germanium, instrumentés avec un NTD seront utilisés comme détecteurs de lumière. Le signal des détecteurs de lumière sera amplifié par effet Neganov-Luke (voir chapitre 3). Le signal est lu grâce à des câbles, appelées CuPEN, situées le long de chaque tour, et relié au NTD. Les cristaux et les détecteurs de lumière seront supportés par des pièces en PTFE, et installés dans une structure en cuivre. Les détecteurs de lumière seront placés entre chaque cristal, ce qui permet à chaque cristal de faire face à deux détecteurs de lumière. La géométrie de l'expérience est présentée sur la figure 6.2. L'ensemble sera installé dans le cryostat de CUORE qui consiste en six

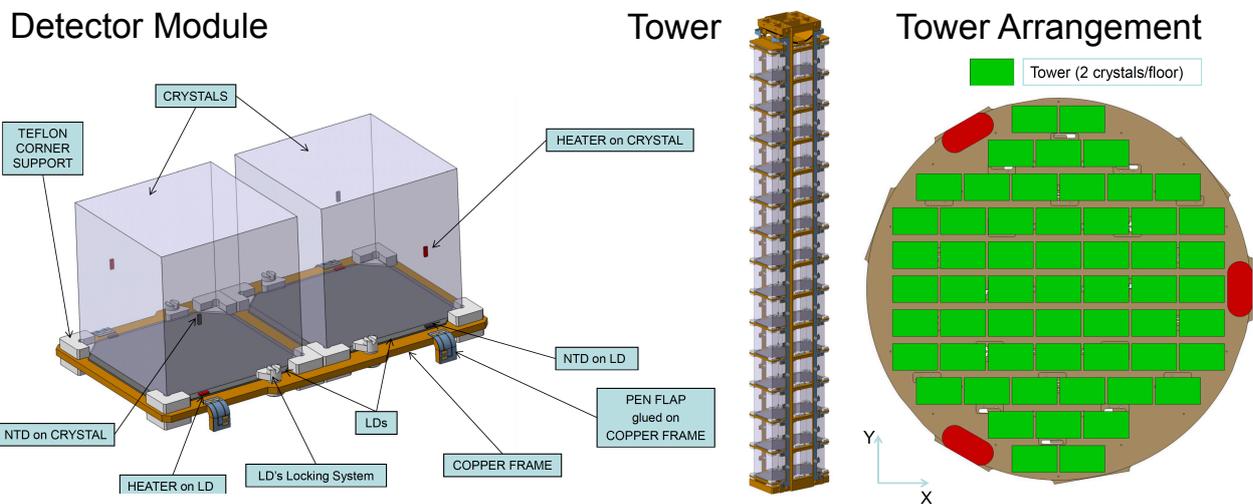


FIGURE 6.2 – Vues schématiques de l'expérience CUPID. À gauche, étage de CUPID consistant en deux cristaux l'un à côté de l'autre, associés chacun à un détecteur de lumière situé entre le cristal et une pièce en cuivre. Au milieu, une tour de 14 étages, contenant un total de 28 cristaux. À droite, vue depuis le dessus des 57 tours de CUPID.

volumes, imbriqués les uns dans les autres, dont le dernier, qui contient la structure, a une taille de 1 m^3 , figure 6.3. Chaque volume est séparé par un écran en cuivre à des températures de 300 K, 40 K, 4 K, 600 mK, 50 mK, et 10 mK. Deux blindages en plomb archéologique, situés entre les écrans à 4 K et 600 mK, protègent les détecteurs de la radioactivité externe. Il est très important que ce plomb soit très radiopure, puisqu'il est séparé des détecteurs par seulement 1 cm de cuivre (l'épaisseur des écrans 50 mK et 10 mK). Il consiste en un blindage latéral et un blindage inférieur de 6 cm d'épaisseur. Un autre blindage en plomb de 30 cm est positionné entre la chambre à 10 mK et le plateau qui supportera les tours de CUPID. Ce plomb n'est pas du plomb archéologique, mais un plomb commercial très pur, qui lui est séparé des détecteurs par une épaisseur de 9 cm de cuivre (le plateau inférieur du plomb et le plateau de support des tours). L'ensemble du cryostat est entouré d'un blindage en plomb externe de 25 cm, lui-même entouré de 18 cm de polyéthylène et de 2cm de poudre H_3BO_3 qui protège du bruit de fond neutronique. Le cryostat permet d'opérer les détecteurs à des températures comprises entre 10 et 20 mK.

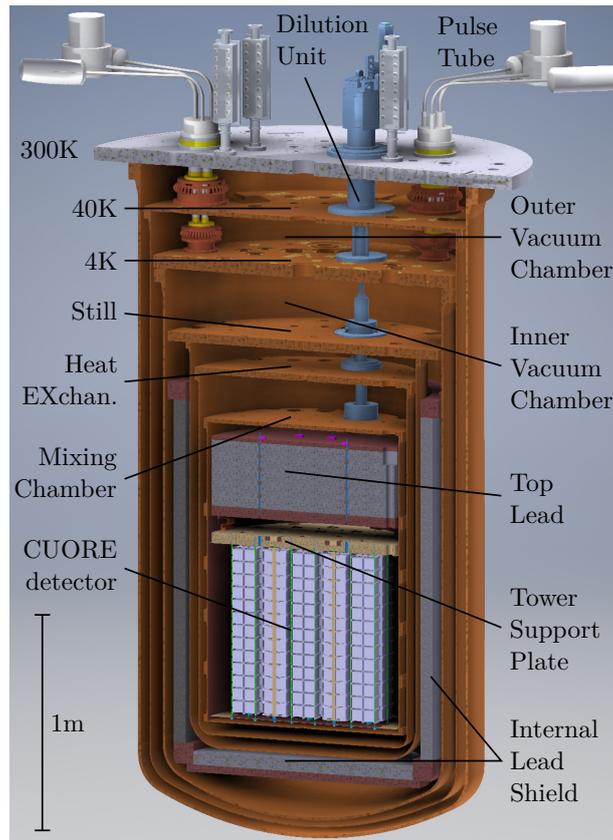


FIGURE 6.3 – Cryostat de CUORE. Les différents volumes sont indiqués.[219]

L'objectif de CUPID est d'atteindre un bruit de fond dans la région d'intérêt de 10^{-4} coups/keV/kg/an. Avec un tel bruit de fond, et en considérant une durée d'opération de 10 ans, la sensibilité de découverte de la $0\nu\beta\beta$ à 3σ est de $T_{1/2} = 1.0 \times 10^{27}$ années, voir figure 6.4. Cela correspond à une masse effective du neutrino de Majorana $m_{\beta\beta} = 12 - 20$ meV, ce qui permettrait d'observer toute la région de la hiérarchie de masse inverse, figure 6.5. Les différents paramètres du design de base de CUPID sont répertoriés dans le tableau 6.1. Plus d'informations sur CUPID peuvent être trouvées dans [220].

6.3 Sources de bruit de fond

La signature de la $0\nu\beta\beta$ dans CUPID est un pic au niveau de la $Q_{\beta\beta} = 3034$ keV du ^{100}Mo . Les sources de bruits de fond pouvant produire des signaux dans la même région d'énergie peuvent provenir de plusieurs sources :

- Externes : Des γ , d'énergie supérieure à 3034 keV, produisant un bruit de fond Compton. Ceux-ci peuvent provenir de l'environnement, ou être issus de l'interaction de muons cosmiques et de neutrons environnementaux avec les différents volumes de l'expérience. Les muons peuvent également déposer directement de l'énergie dans les cristaux.
- Infrastructure : Des contaminants radioactifs du cryostat ou des blindages, qui peuvent émettre des γ au-delà de 3034 keV.
- Source proche : Des contaminants radioactif, proches des détecteurs (pièce en cuivre, PTFE, CuPEN) pouvant émettre des γ au-delà de 3034 keV, mais aussi des β de $Q_{\beta} > 3034$ keV, ainsi

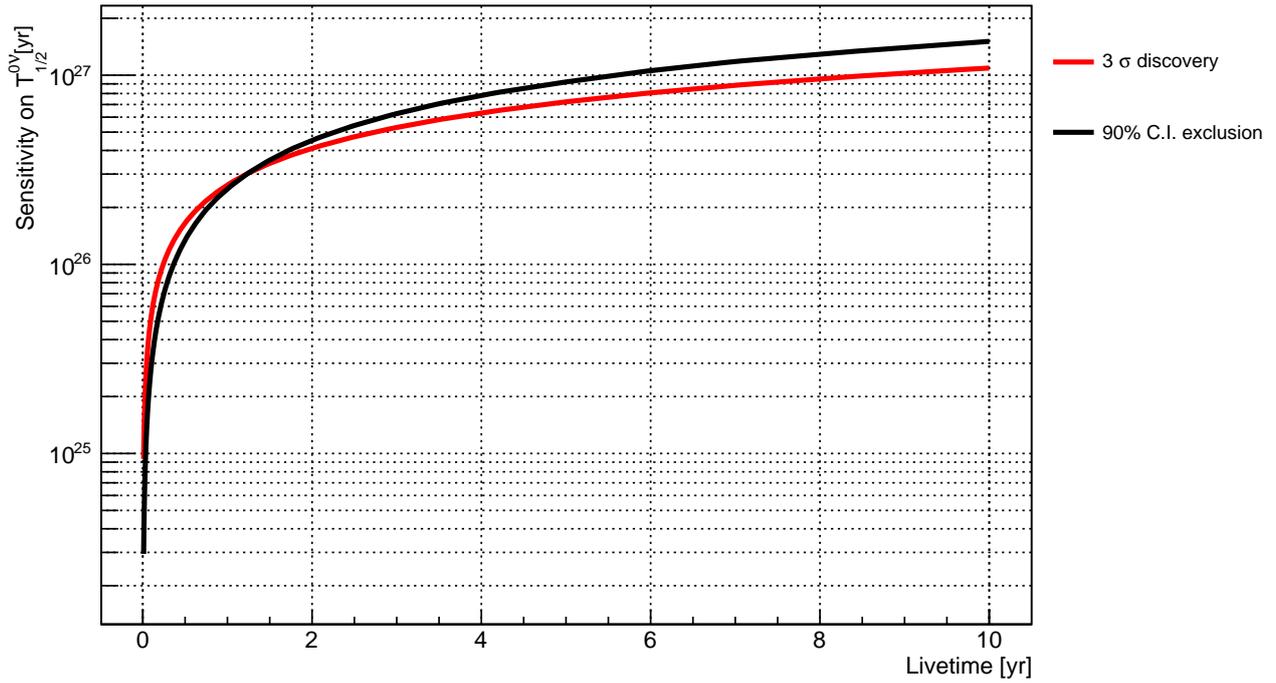


FIGURE 6.4 – Sensibilité sur la demi-vie de la $0\nu\beta\beta$ du ^{100}Mo dans CUPID en fonction de la durée d’opération. La courbe rouge correspond à la sensibilité de découverte à 3σ , la noire à la sensibilité de limite à 90 % (C.I.). [220]

Paramètre	Baseline
Isotope	^{100}Mo
Q-value	3034 keV
Cristal	Li_2MoO_4
Taille cristal	45 x 45 x 45 mm ³
Masse cristal	280 g
Nombre cristaux	1596
Nombre détecteurs de lumière	1710
Masse totale cristaux	450 kg
Masse totale ^{100}Mo	240 kg
Résolution énergétique (FWHM)	5 keV
Indice de bruit de fond	10^{-4} coups/keV/kg/an
Efficacité de confinement	78 %
Efficacité de sélection	90 %
Durée d’opération	10 ans
Sensibilité limite demi-vie (90% C.L.)	1.4×10^{27} ans
Sensibilité découverte demi-vie (3σ)	1.0×10^{27} ans
Sensibilité limite $m_{\beta\beta}$ (90% C.L.)	10 – 17 meV
Sensibilité découverte $m_{\beta\beta}$ (3σ)	12 – 20 meV

TABLE 6.1 – Paramètres du design de base de l’expérience CUPID.

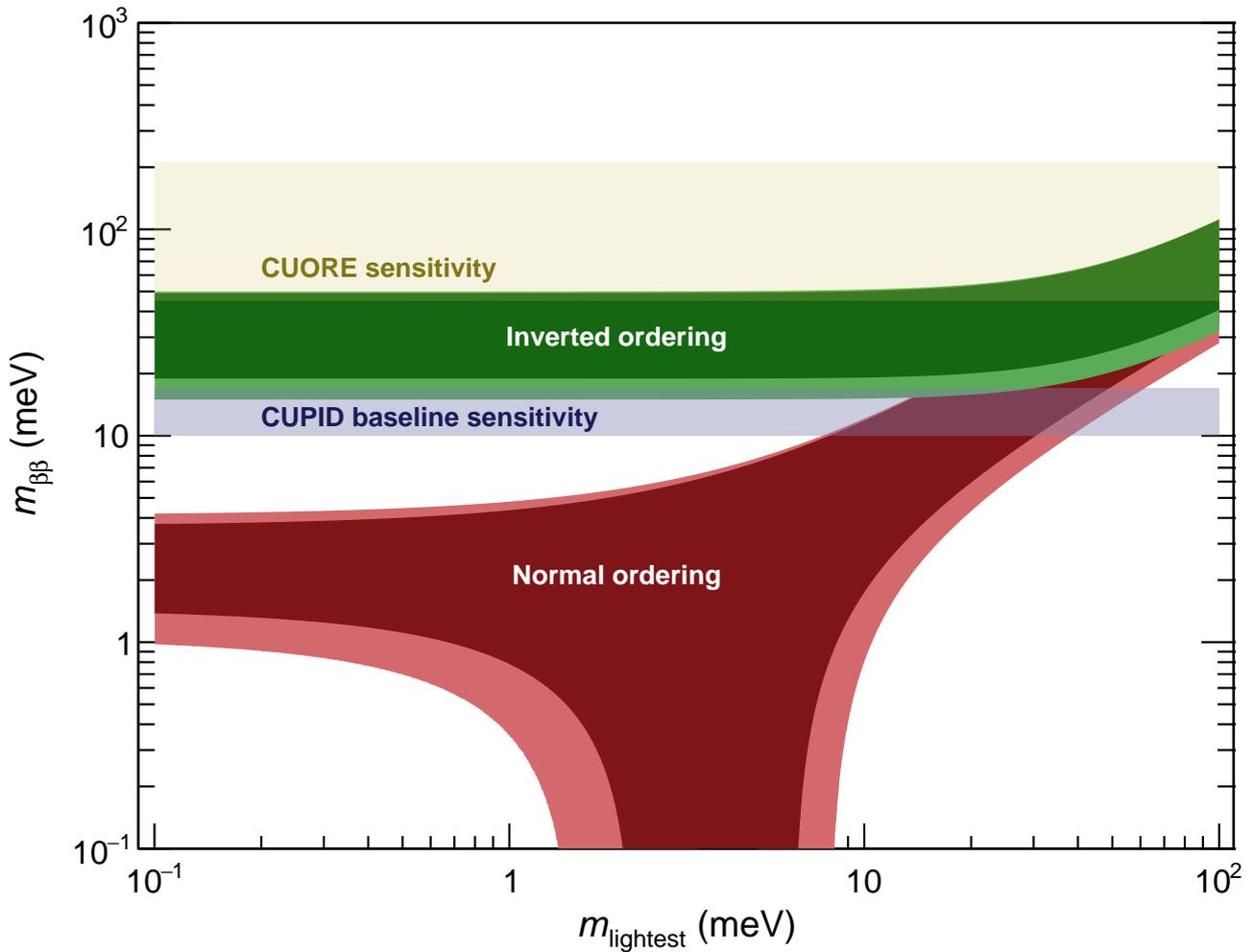


FIGURE 6.5 – Masse effective de Majorana en fonction de la masse du plus léger des neutrinos. Les deux hiérarchies de masse normale (rouge) et inverse (vert) des neutrinos sont présentées. La sensibilité finale projetée de CUORE et la sensibilité projetée de CUPID sont aussi présentées. Les épaisseurs des bandes horizontales des résultats expérimentaux et des sensibilités projetées représentent l'incertitude sur les éléments de matrice nucléaire.

que des α dégradés.

- Détecteurs : Principalement des β et des α dégradés provenant des cristaux et des détecteurs de lumière.
- $2\nu\beta\beta$: Pile-up dans les cristaux, i.e. la coïncidence de deux évènements dans un même cristal, dont l'énergie reconstruite est la somme des deux énergies.

Les détecteurs de CUPID seront équipés de technologies actives et passives pour réduire le bruit de fond dans la région d'intérêt. Les technologies passives incluent une sélection, un nettoyage, et un stockage des matériaux pour obtenir la meilleure radiopureté possible.

Les différents types de bruits de fond, et les méthodes utilisées pour les réduire sont détaillés dans les sections suivantes.

6.3.1 Radioactivité naturelle

La radioactivité naturelle, qu'elle soit présente dans l'environnement, dans les matériaux proches des détecteurs, ou dans les détecteurs eux-mêmes, constitue potentiellement la majeure partie du bruit de fond dans CUPID. Il est alors essentiel de minimiser cette source de bruit de fond. Comme vu précédemment, (chapitres 2, 3, et 4), les éléments produisant un bruit de fond dans la région d'intérêt proviennent des sous-chaînes de désintégrations du ^{226}Ra jusqu'au ^{210}Pb et du ^{228}Th jusqu'au ^{208}Pb . En particulier, le bruit de fond peut provenir de la désintégration β du ^{214}Bi , des γ de haute énergie également émis par le ^{214}Bi , et par l'empilement de la désintégration β du ^{208}Tl avec un γ , principalement celui d'énergie 2615 keV qui a une probabilité d'émission de 100%, ou même de deux γ du ^{208}Tl .

Discrimination α/β

La capacité de discrimination, obtenue grâce à la lecture simultanée de la chaleur et de la lumière de scintillation, dépend de l'efficacité de détection de la scintillation, et des performances des détecteurs de lumière. L'efficacité de détection est liée à la géométrie de l'expérience et à différentes technologies qui peuvent être utilisées. Les signaux des détecteurs de lumières de CUPID seront amplifiés par effet Neganov-Luke, ce qui permet une très bonne réjection des α .

Comme vu en dans le chapitre 4, un des résultats de ce travail a montré que pour rejeter au mieux ces α , il est nécessaire que chaque cristal soit face à deux détecteurs de lumière. Ainsi, avec 1710 détecteurs de lumière, chaque cristal, y compris ceux situés au dernier étage de l'expérience, seront équipés de deux détecteurs de lumière. Le bruit de fond issu des particules α sera alors négligeable.

Coïncidences

Grâce à la granularité de CUPID, il est possible d'opérer les cristaux en anti-coïncidence pour rejeter une grande partie du bruit de fond. En effet, il est plus probable que la $0\nu\beta\beta$ dépose de l'énergie dans un seul cristal, ainsi en rejetant les signaux produits simultanément dans plusieurs cristaux, on peut rejeter une grande partie du bruit de fond. Cela permet en particulier de rejeter le bruit de fond issu de γ réalisant des diffusions Compton dans différents cristaux. Cette réjection sera d'autant plus grande que dans CUPID il n'y aura pas de feuilles réfléchissantes et que la géométrie sera ouverte, au contraire de CUPID-Mo où chaque cristal était entouré d'une feuille réfléchissante et d'une pièce en cuivre.

Coïncidences retardées

De la même manière que dans CUPID-Mo, il est possible de rejeter le bruit de fond des β du ^{208}Tl et du ^{214}Bi en utilisant les coïncidences avec les émetteurs α des noyaux pères, voir chapitre 4. Comme dans CUPID-Mo, on attend que le temps de veto induit par cette sélection soit négligeable, et n'entraîne aucune perte d'efficacité de détection de la $0\nu\beta\beta$.

6.3.2 Cosmogéniques

L'interaction des rayons cosmiques avec les cristaux et la structure entraîne la production de noyaux radioactifs. Cette production a lieu lorsque les cristaux ou des éléments de la structure sont construits, ou stockés au niveau du sol. L'activation cosmogénique est produite essentiellement par les neutrons au niveau de la surface de la Terre, les protons du rayonnement cosmique étant majoritairement absorbés

par l'atmosphère. L'activation est induite principalement par la spallation de neutrons de haute énergie, mais peut aussi être générée par fission induite, ou par capture [105].

L'activation cosmogénique des cristaux de Li_2MoO_4 a été déterminée à partir du code ACTIVIA [221], pour une exposition de 90 jours au niveau de la mer, et un an en souterrain [222]. Parmi les matériaux présents dans CUPID, seul le molybdène peut produire un bruit de fond dans la région d'intérêt suite à une activation cosmogénique. En considérant les cristaux enrichis à 95% en ^{100}Mo , les isotopes activés potentiellement dangereux d'un point de vue énergétique sont le ^{82}Rb , le ^{56}Co , le ^{88}Y , et le ^{42}K . En particulier, les noyaux produits avec une grande activité et une longue demi-vie peuvent constituer un danger pour CUPID.

- Le ^{82}Rb se désintègre par β^+ , à 82 % vers l'état fondamental, avec $Q_{\beta^+} = 3381$ keV qui est très dangereux pour la région d'intérêt. Il se désintègre également à 13% vers un état excité avec un $Q_{\beta^+} = 2604$ keV, puis un γ de désexcitation de 777 keV. Le temps de désexcitation étant très court, les deux énergies peuvent se sommer si le γ ne s'échappe pas, ce qui peut former un bruit de fond dans la région d'intérêt. Si au contraire une partie de l'énergie du γ est déposée dans un cristal voisin, cet événement pourra être rejeté par coïncidence. Par ailleurs dans les deux cas, le positron émis va s'annihiler avec un électron et produire deux γ de 511 keV. Si ceux-ci sont détectés dans le même cristal que celui de la désintégration β^+ , cela peut augmenter le risque de créer un bruit de fond dans la région d'intérêt mais si au moins un de ces deux γ dépose une partie de son énergie dans un cristal voisin, l'évènement pourra de nouveau être rejeté par coïncidence. Le ^{82}Rb est produit par la désintégration du ^{82}Sr qui est lui produit par activation cosmogénique. Ce dernier ne représente pas une source de bruit de fond dans la région d'intérêt, mais produit donc du ^{82}Rb par capture électronique. Le ^{82}Rb ayant une demi-vie d'une minute, il est alors à l'équilibre avec le ^{82}Sr . Cependant, le ^{82}Sr a lui-même une demi-vie relativement courte, $T_{1/2} = 26$ jours, et l'activité attendue après un an est alors 5.9×10^{-10} Bq/kg ce qui produira un bruit de fond négligeable.
- Le ^{56}Co décroît à 18% par désintégration β^+ vers un état excité avec $Q_{\beta^+} = 1459$ keV. Deux γ de désexcitation de 1238 keV et de 847 keV sont produits. La somme des deux γ , de l'énergie du β^+ , et de la production de deux γ de 511 keV d'annihilation peuvent provoquer un bruit de fond dans la région d'intérêt. Étant donné le nombre de gammas produits, il est probable qu'une partie de l'énergie soit déposée dans un cristal voisin, et que l'évènement soit rejeté par coïncidence. Le ^{56}Co se désintègre à 80% par capture électronique, produisant des gammas de désexcitation. La plupart des états excités ont une énergie supérieure à 3034 keV, mais les gammas sont émis en cascade, il est donc très peu probable que cette branche produise un bruit de fond dans la région d'intérêt. La demi-vie est de 77 jours et l'activité attendue après un an en souterrain est de 9.2×10^{-9} Bq/kg.
- Le ^{88}Y se désintègre à 94% par capture électronique en émettant deux gammas de désexcitation de 898 keV et de 1836 keV et ne peut donc pas créer de bruit de fond dans la région d'intérêt. Cependant, dans 0.21% des cas, il se désintègre par β^+ , de $Q_{\beta^+} = 765$ keV vers un état excité, et se désexcite en émettant un γ de 1836 keV. Si ce gamma dépose entièrement son énergie dans le cristal, et que les deux gammas issus de l'annihilation du positron également, il peut y avoir un bruit de fond dans la région d'intérêt. Le ^{88}Y peut être produit par activation cosmogénique, avec une activité de 2.6×10^{-6} Bq/kg après un an, mais aussi suite à la désintégration du ^{88}Zr lui aussi produit par activation cosmogénique. Celui-ci a une activité de 2.8×10^{-6} Bq/kg. Les demi-vies du ^{88}Y et du ^{88}Zr sont respectivement 107 jours et 83 jours et ne devraient donc pas constituer un bruit de fond à long terme.

- Le ^{42}K est issu de la désintégration du ^{42}Ar qui est l'élément activé. La demi-vie du ^{42}K est de 12 heures, alors que le ^{42}Ar a une demi-vie de 42 ans, le ^{42}K est donc à l'équilibre avec le ^{42}Ar . Le ^{42}K se désintègre par β^- , avec $Q_\beta = 3525$ keV, et peut donc créer un bruit de fond dans la région d'intérêt. L'activité du ^{42}Ar est très petite, 1.3×10^{-10} Bq/kg, malgré sa longue demi-vie, il ne produit donc pas de bruit de fond important.

6.3.3 Bruits de fond induits par les neutrons

Au LNGS, le flux de neutrons est majoritairement causé par la radioactivité dans la roche. Il provient de la fission spontanée (majoritairement du ^{238}U) et des réactions (α, n) , avec des énergies de neutrons en dessous de ~ 10 MeV. Le flux de neutrons thermiques causé par la radioactivité de la roche est de $10^{-2} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [223]. Le bruit de fond dans la région d'intérêt vient surtout des réactions (n, γ) , qui produisent des γ avec des énergies pouvant aller jusqu'à 10 MeV ou de la diffusion inélastique de neutrons de haute énergie. La plupart des γ sont produits en cascade, de ce fait les γ produits dans les cristaux ont de fortes probabilités de déposer de l'énergie dans les cristaux voisins, et peuvent donc être rejetés par coïncidence. Le bruit de fond vient des γ produits dans les cristaux, et dans la structure en cuivre notamment. Dans la version de base de CUPID, le blindage en polyéthylène est de 20 cm, et il est envisagé d'augmenter de 20 cm supplémentaires pour rendre le bruit de fond neutron complètement négligeable.

6.3.4 Bruits de fond induits par les muons

Le flux de muons au LNGS est d'environ $3 \times 10^{-4} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [224], réduit d'un facteur 10^6 par rapport au flux au niveau de la mer. Malgré cela, le flux est non-négligeable. Les muons qui traversent plusieurs cristaux sont rejetés par coïncidences, mais les cristaux périphériques sont susceptibles de ne pas pouvoir les rejeter. Pour diminuer ce bruit de fond, CUPID utilisera un veto à muons, constitués de panneaux de scintillateur plastique. Les muons peuvent aussi générer des neutrons dans les volumes autour des détecteurs.

6.3.5 Pile-up

L'objectif de CUPID est d'obtenir un indice de bruit de fond en provenance des pile-up de 5×10^{-5} coups/keV/kg/an. Pour cela, des détecteurs de lumière avec effet Neganov-Luke seront utilisés. Comme mentionné dans le chapitre 3, cette technologie permet d'amplifier le rapport signal sur bruit. Un tel rapport signal sur bruit avec des détecteurs de lumière possédant un temps de montée des signaux suffisamment court (~ 0.8 ms), permet d'atteindre cet objectif [163]. La technologie gardée comme une alternative consiste en l'utilisation de TES à la place des NTDs sur le détecteur de lumière. Les TES ont l'avantage d'avoir un temps de réponse largement réduit (temps de montée ~ 0.2 ms pour le détecteur de lumière) qui permet de réduire les pile-up à un niveau négligeable.

6.4 Bruit de fond projeté

6.4.1 Simulations GEANT4

Agata

La simulation Monte-Carlo est développée dans GEANT4 et implémentée avec la version 10.05. La géométrie détaillée du design de base de CUPID a été implémentée dans un code nommé Agata. En particulier, la géométrie inclut les détecteurs, à savoir les cristaux et les détecteurs de lumière. Elle inclut les éléments proches que sont les pièces en PTFE, les CuPEN qui permettent de récupérer le signal, et la structure en cuivre. La géométrie inclut également les éléments du cryostat, à savoir le plateau de support des tours à 10 mK, les blindages en plomb et les épaisseurs de cuivre qui leur sont associées, et tous les écrans. La géométrie inclut également le blindage externe, composé de plomb, de polyéthylène, ainsi que le veto à muons.

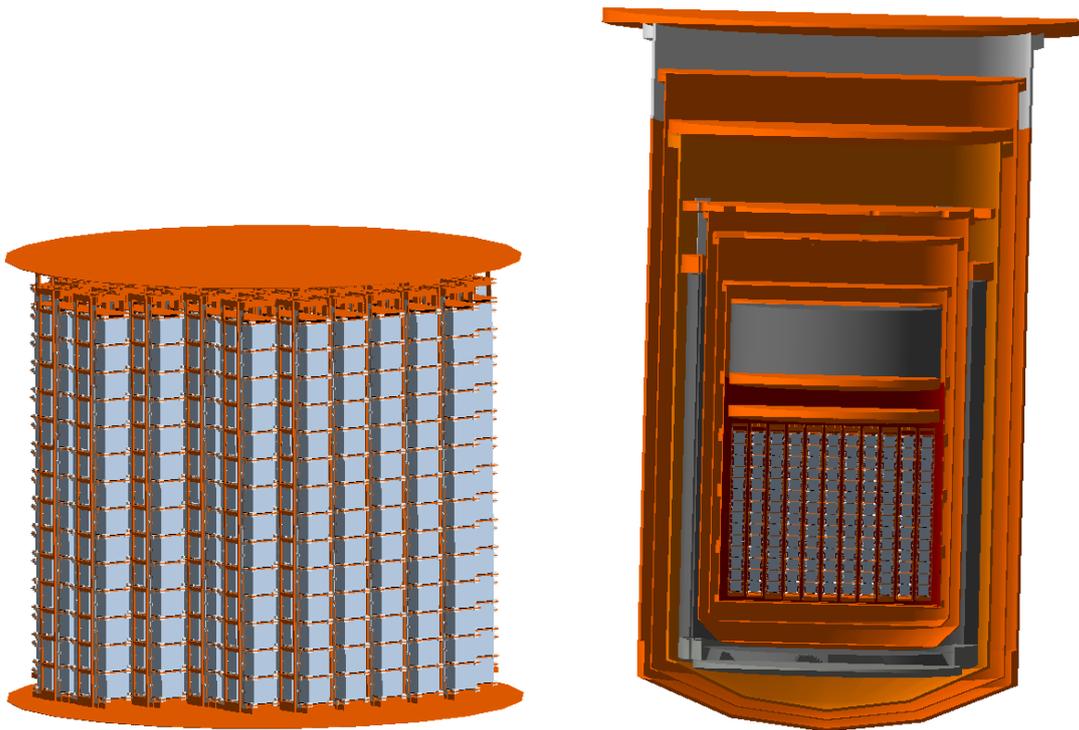


FIGURE 6.6 – Visualisation de l’expérience CUPID telle qu’implémentée dans GEANT4. La figure de gauche montre les cristaux installés dans la structure en cuivre. À droite, les cristaux installés dans le cryostat de CUORE.

Agata permet de simuler les désintégrations radioactives en utilisant G4RadioactiveDecay ou Decay0. Il est possible d’effectuer les simulations en volume ou en surface avec différentes profondeurs d’implantation.

Ares

Pour utiliser les données de simulation, il est nécessaire d’inclure la résolution énergétique et la réponse des détecteurs à ces données. Ceci est effectué après avoir généré les simulations, en utilisant un code basé sur C++ développé par la collaboration et nommé Ares. Ares permet notamment d’inclure les éléments suivants :

- Résolution énergétique
- Multiplicité

- Seuil en énergie
- Empilement dans les chaînes de désintégrations

Cela permet d'effectuer les coupures nécessaires pour extraire le bruit de fond dans la région d'intérêt :

- Multiplicité = 1
- Énergie LD < 5 keV
- Coïncidences retardées
- GBFraction > 0.9

La coupure en multiplicité permet de ne sélectionner que les événements déposant leur énergie dans un seul cristal. La coupure sur les coïncidences retardées est similaire à ce qui est fait dans CUPID-Mo. Une coupure est effectuée pour rejeter les événements avec une interaction directe dans les détecteurs de lumière. Pour cela, on rejette alors tout événement déposant une énergie > 5 keV dans les détecteurs de lumière. Le code ne permet pas encore d'effectuer une coupure en lumière comme défini dans CUPID-Mo. Cependant, une bonne approximation consiste à effectuer une coupure sur la variable qu'on nomme GBFraction qui correspond au rapport de l'énergie déposée par les particules γ/β sur l'énergie totale déposée dans le cristal.

Sur la figure 6.7 on montre un exemple d'une simulation d'une composante proche, à savoir la désintégration de la sous-chaîne $^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$ sur la surface des PENs, avec $\lambda = 10 \mu\text{m}$, après avoir appliqué la réponse du détecteur. On observe que la multiplicité et le GBFraction permettent de rejeter une large partie des événements, en particulier au niveau de la région d'intérêt. L'effet de la coupure sur la détection directe par les détecteurs de lumière est moins important, tout comme les coïncidences retardées puisqu'il est très peu probable d'observer un alpha puis un bêta de la même chaîne déposant leur énergie dans le même cristal pour les composantes proches ou plus externes. Un autre exemple de l'impact de ces coupures est montré pour le cas du cristal et la sous-chaîne du ^{228}Th , figure 6.8. On observe l'impact de la coupure des coïncidences retardées qui permet de rejeter une grande partie du bruit de fond dans la région d'intérêt.

Les améliorations possibles et sur lesquelles le travail est en cours par la collaboration sont d'effectuer une coupure en lumière plus réaliste et d'améliorer la coupure sur les coïncidences retardées. Il pourrait être important de considérer les coïncidences retardées pour des événements de multiplicité supérieure à un. Cela pourrait permettre de réduire le bruit de fond des composantes proches, en particulier de la structure en cuivre qui produit un bruit de fond important comme indiqué dans la section suivante.

6.4.2 Volumes considérés pour les simulations

Pour les simulations, on considère les cristaux, les éléments proches, et les éléments du cryostat guidés par l'expérience CUORE. Plus précisément, on considère les volumes suivants :

- Cristaux : Volume et surface, paramétrisée avec une implantation exponentielle, $e^{-x/\lambda}$, avec $\lambda = 10 \text{ nm}$
- Sources proches :
 - Pièces en PTFE : Volume et surface $\lambda = 10 \mu\text{m}$
 - CuPENs : Volume et surface $\lambda = 10 \mu\text{m}$
 - Supports en cuivre : Volume et surface $\lambda = 10 \mu\text{m}$

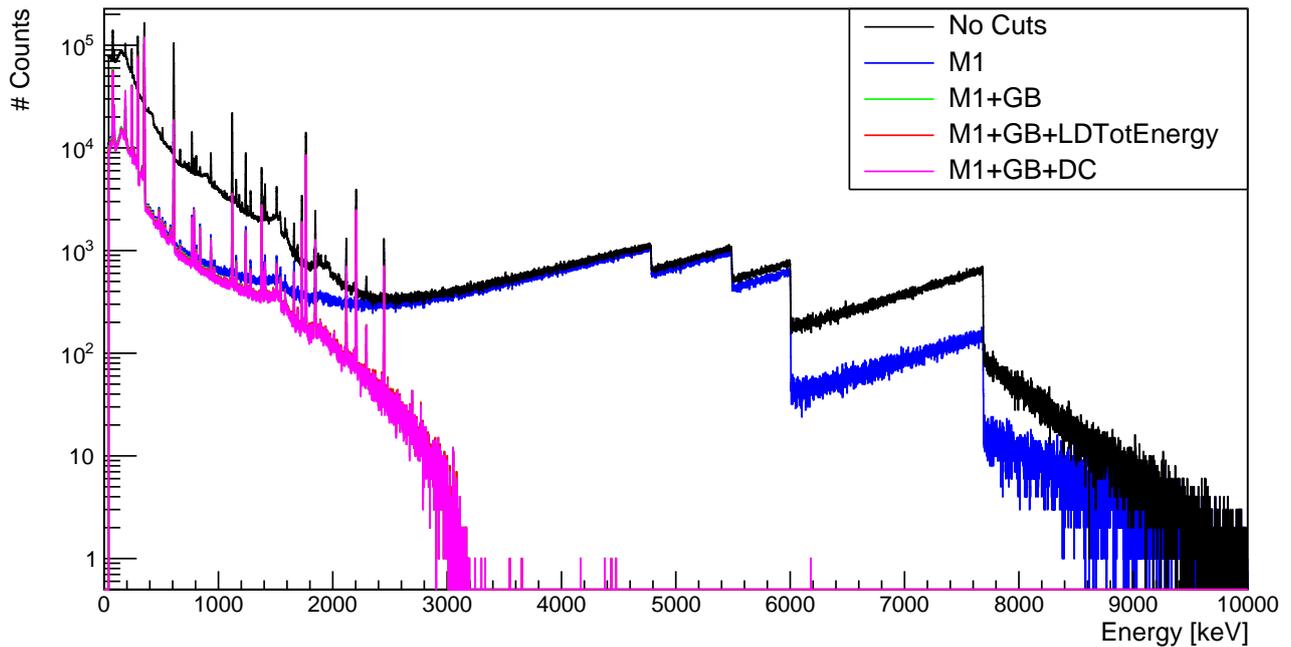


FIGURE 6.7 – Simulation Monte-Carlo de la sous-chaîne de désintégrations $^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$ sur la surface des PENs, avec $\lambda = 10\mu\text{m}$ après avoir tourné Ares. En noir le spectre sans coupure, en bleu avec la coupure sélectionnant les événements de multiplicité 1, en vert en ajoutant la coupure sur la scintillation, en rouge en ajoutant la coupure sur le détecteur de lumière, et en rose en ajoutant la coupure sur les coïncidences retardées.

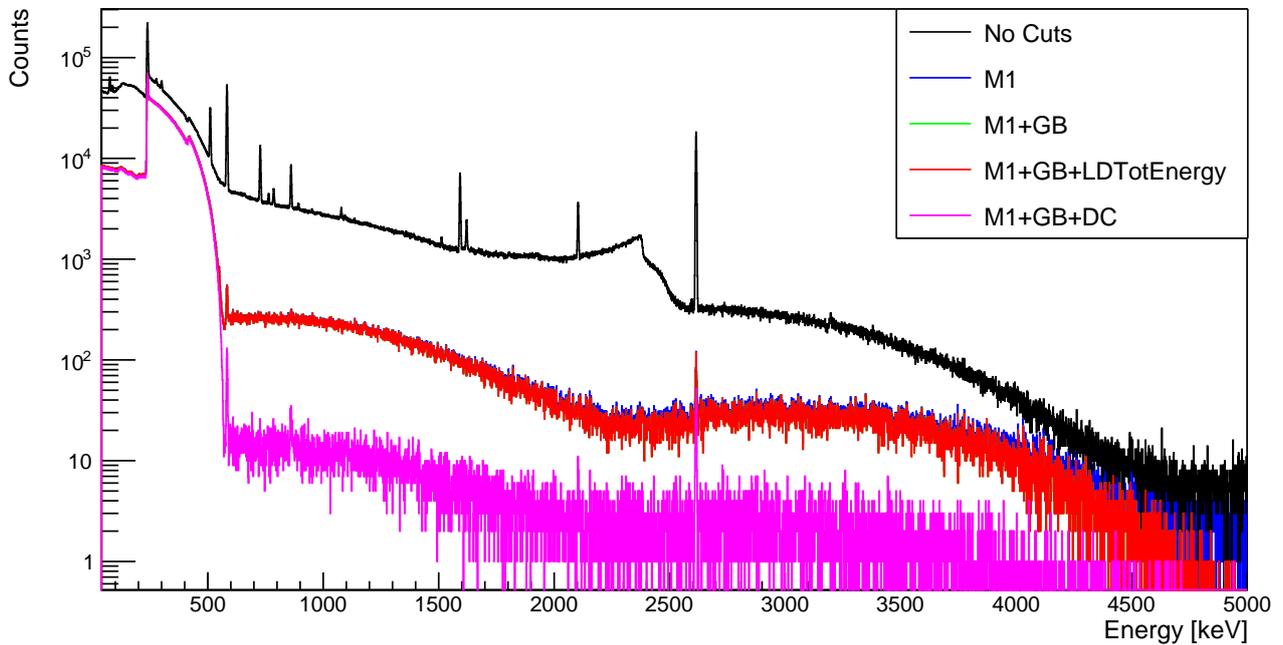


FIGURE 6.8 – Simulation Monte-Carlo de la sous-chaîne de désintégrations $^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$ dans les cristaux. En noir le spectre sans coupure, en bleu avec la coupure sélectionnant les événements de multiplicité 1, en vert en ajoutant la coupure sur la scintillation, en rouge en ajoutant la coupure sur le détecteur de lumière, et en rose en ajoutant la coupure sur les coïncidences retardées.

- Volumes à 10 mK :
 - Écran 10 mK : Volume et surface $\lambda = 10 \mu\text{m}$
 - Carreaux 10 mK : Volume et surface $\lambda = 10 \mu\text{m}$
 - Plateaux 10 mK : Surface $\lambda = 10 \mu\text{m}$
- Cryostat et blindages :
 - Écran 600mK : Volume
 - Écran 4K : Volume
 - Plomb Romain interne : Volume

Le paramètre d'implantation de la contamination des surfaces pour les cristaux est choisi comme dans le modèle de bruit de fond de CUPID-Mo. Les surfaces des contributions des supports en cuivre et des éléments à 10 mK sont choisies avec une implantation $\lambda = 10 \mu\text{m}$ qui est utilisée dans le modèle de bruit de fond de CUORE. Les contaminations dans les plateaux en cuivre ne sont générées qu'en surface, car la masse est petite en comparaison avec les autres volumes de cuivre à 10mK ($\sim 3\%$). Les carreaux 10 mK sont en cuivre et sont placés au niveau de la surface interne de l'écran 10 mK. Pour le cryostat et les blindages, on ne considère que le volume, comme dans CUORE, car les spectres de surfaces seraient dégénérés avec ceux en volume. On ne simule pas l'écran à 50mK, car le spectre est dégénéré avec l'écran à 600 mK, mais cette contribution est prise en compte en considérant la somme de la masse de l'écran à 50 mK et à 600 mK. On rappelle que le plomb interne est situé entre l'écran à 600 mK et l'écran à 4K, ainsi la contamination la plus externe considérée est l'écran à 4 K.

6.4.3 Bruit de fond dans la région d'intérêt

Combinaison des incertitudes

Pour ajouter les différentes contributions au bruit de fond entre elles, on utilise les densités de probabilités des activités obtenues du modèle de bruit de fond de CUPID-Mo pour les cristaux, et du modèle de bruit de fond de CUORE pour les autres éléments à l'exception des pièces en PTFE et des CuPENs. Pour les indices de bruit de fond issus des modèles de bruit de fond de CUPID-Mo et CUORE, on échantillonne la distribution pour chaque étape i de la chaîne de Markov du fit du modèle de bruit de fond correspondant :

$$b_i = \sum_{j=1}^{N_{\text{sources}}} \text{Pois}(N_j) \frac{w_{i,j}}{\Delta E \times N_{\text{gen}}}, \quad (6.1)$$

où $w_{i,j}$ est le poids de la source j à l'étape i , qui provient du modèle de bruit de fond de CUPID-Mo ou de CUORE. N_j est le nombre d'évènements dans la ROI d'après les simulations de CUPID pour lesquels ont été générés N_{gen} évènements. La distribution d'indice de bruit de fond est convoluée avec une distribution de Poisson pour prendre en compte l'incertitude statistique du MC. ΔE est la taille de la région d'intérêt. Les activités des PTFE et des CuPENs ont été mesurées par ICPMS et par HPGe respectivement. Ces deux contributions ne sont pas incluses dans les modèles de bruit de fond car leurs spectres sont dégénérés avec les autres composantes proches. Pour ces deux contributions, on a alors utilisé des densités de probabilité exponentielles pour l'activité comme détaillé plus loin. Cela permet finalement de construire une distribution d'indice de bruit de fond total, de manière analogue à ce qui est obtenu avec CUPID-Mo. Cette méthode permet de prendre en compte les incertitudes sur les valeurs des activités, mais aussi les possibles corrélations entre les activités des cristaux, ou entre les

activités des éléments du cryostat de CUORE, et l'incertitude statistique des simulations de CUPID. Pour chaque contribution on peut alors extraire le mode et le plus petit intervalle à 68.3 % autour du mode. Si le plus petit intervalle contient la valeur 0, on donne alors une limite à 90 %.

Choix de la région d'intérêt

Dans la majorité des volumes, on observe pour la simulation de la sous chaîne du ^{226}Ra jusqu'au ^{210}Pb , deux pics du ^{214}Bi à 3000 keV et 3053 keV, comme par exemple sur la figure 6.9. Pour estimer correctement l'indice de bruit de fond, on définit la région d'intérêt comme 3034 ± 15 keV pour éviter ces deux pics γ , comme dans CUPID-Mo. Ce choix est raisonnable étant donné l'excellente résolution énergétique attendue dans CUPID (5 keV FWHM au niveau de la Q-value), qui est proche de celle de CUPID-Mo. En ce qui concerne les cristaux, il est possible d'évaluer l'indice de bruit de fond sur un intervalle de 70 keV autour de la Q-value étant donné qu'on observe un continuum dans la région d'intérêt pour cette contribution.

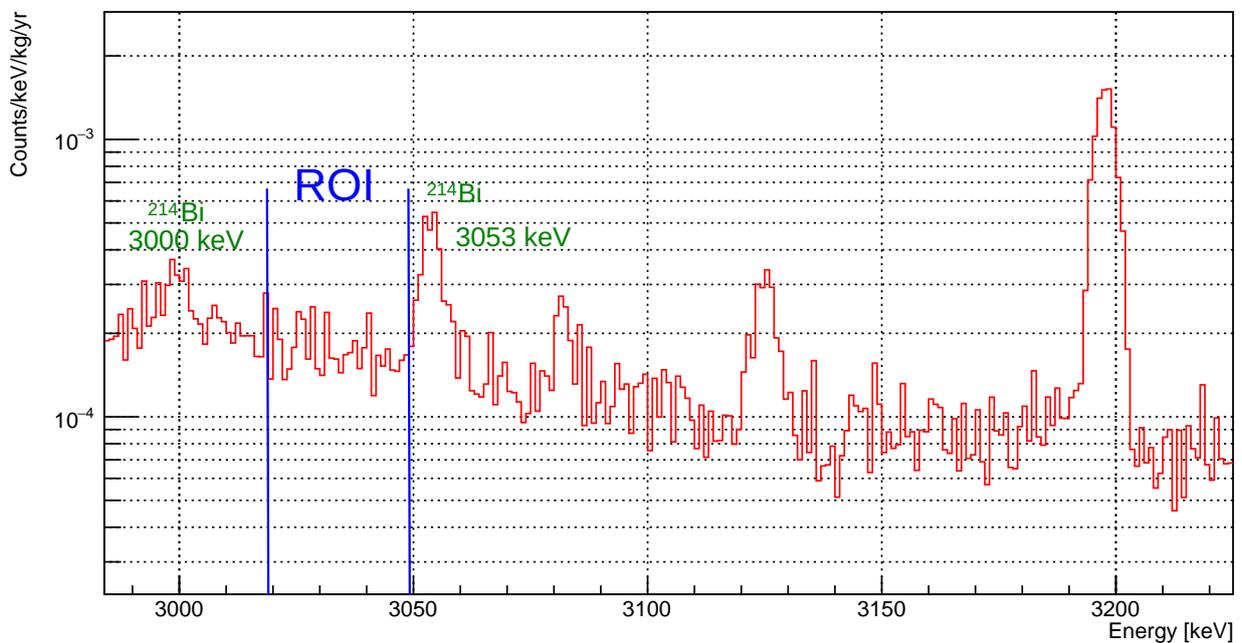


FIGURE 6.9 – Bruit de fond projeté dans la région d'intérêt de CUPID. La région d'intérêt pour tous les éléments, à part les cristaux, est définie comme 3034 ± 15 keV pour éviter les pics γ du ^{214}Bi aux énergies de 3000 keV et 3053 keV.

Cristaux

Dans les cristaux, on simule deux sous chaînes de désintégrations, à savoir les sous-chaînes du ^{226}Ra jusqu'au ^{210}Pb et du ^{228}Th jusqu'au ^{208}Pb . En effet, ce sont les sous-chaînes qui peuvent produire un bruit de fond dans la région d'intérêt. On simule les désintégrations en volume et en surface. Pour la surface, on choisit une implantation de 10 nm qui est l'implantation utilisée dans CUPID-Mo (voir chapitre 4). Dans les cristaux, les γ émis seront toujours détectés simultanément avec le β correspondant, et de ce fait, on observe un continuum dans la région d'intérêt. Le bruit de fond est estimé à partir des activités extraites du modèle de bruit de fond de CUPID-Mo, et reporté pour chaque sous-chaîne de désintégrations dans le tableau 6.2. On montre un exemple de l'indice de bruit de fond

CRISTAL		
Sous-chaîne	Activité en volume [$\mu\text{Bq/kg}$]	Indice de bruit de fond [coups/keV/kg/an]
$^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$	< 0.21	0
$^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$	$0.43^{+0.16}_{-0.15}$	$2.86^{+1.14}_{-1.06} \times 10^{-6}$
Sous-chaîne	Activité en surface 10 nm [nBq/cm ²]	Indice de bruit de fond [coups/keV/kg/an]
$^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$	2.0 ± 0.5	$1.60^{+0.34}_{-0.48} \times 10^{-5}$
$^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$	< 2.4	$< 1.60 \times 10^{-5}$

TABLE 6.2 – Estimation du bruit de fond dans la région d’intérêt des cristaux dans CUPID. Les activités proviennent du modèle de bruit de fond de CUPID-Mo, voir [167] et chapitre 2. Pour la contribution $^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$ en volume, aucun évènement n’est observé dans les simulations grâce à la coupure sur les coïncidences retardées.

pour la sous-chaîne du ^{226}Ra en surface des cristaux sur la figure 6.10. La densité de probabilité de l’activité est extraite de CUPID-Mo, puis, en appliquant la méthode décrite section 6.4.3, on obtient alors la densité de probabilité de l’indice de bruit de fond projeté de CUPID.

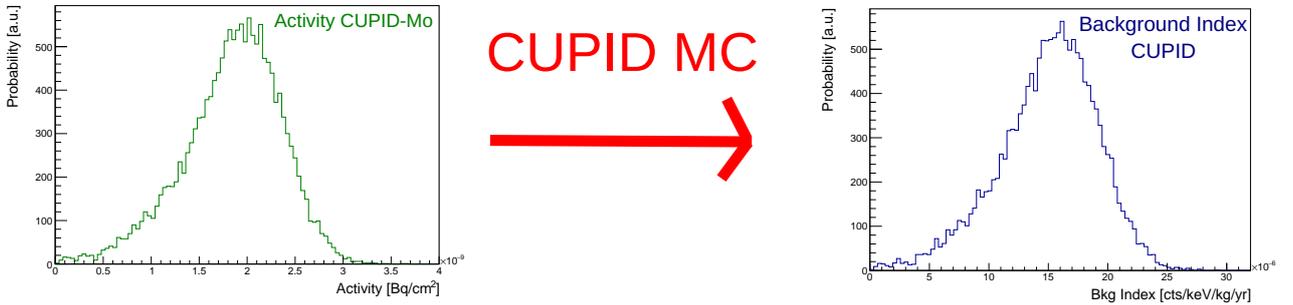


FIGURE 6.10 – Distribution de probabilité de l’activité de la sous-chaîne du ^{226}Ra en surface des cristaux du modèle de bruit de fond, à gauche. Après l’application de la méthode décrite section 6.4.3, on obtient la distribution de l’indice de bruit de fond dans la région d’intérêt de cette contribution dans CUPID.

On observe sur le tableau 6.2, que la contribution la plus importante vient de la surface des cristaux, avec un indice de bruit de fond environ un ordre de grandeur plus grand que le bruit de fond en volume.

Les désintégrations des noyaux produits par activation cosmogénique ont été simulées. Les indices de bruit de fond ont été obtenus en considérant les activités des cristaux installés pendant un an au laboratoire souterrain, ce qui est un choix assez conservateur.

En ajoutant les différentes contributions du tableau 6.2 entre elles avec la méthode indiquée section 6.4.3, et en ajoutant la valeur totale de la contribution des cosmogéniques (sans incertitudes), on obtient finalement la distribution montrée figure 6.11. On extrait alors un bruit de fond total pour la radioactivité des cristaux de :

$$B = (2.8 \pm 0.6) \times 10^{-5} \text{ coups/keV/kg/an.} \quad (6.2)$$

Les différentes contributions à l’indice de bruit de fond des cristaux sont également présentées figure

Noyau	Activité [Bq/kg]	Indice de bruit de fond [coups/keV/kg/an]
^{42}ArK	1.3×10^{-10}	3.0×10^{-7}
^{56}Co	9.2×10^{-9}	8.7×10^{-7}
^{82}Sr	5.9×10^{-10}	2.5×10^{-7}
^{88}Y	2.6×10^{-6}	4.7×10^{-7}
^{88}ZrY	2.8×10^{-6}	4.2×10^{-7}
Total	2.3×10^{-6} coups/keV/kg/an	

TABLE 6.3 – Estimation du bruit de fond dans la région d'intérêt des activations cosmogéniques dans les cristaux dans CUPID. Les activités sont obtenues à partir du code ACTIVIA [221], considérant une exposition de 90 jours en surface et un an en souterrain.

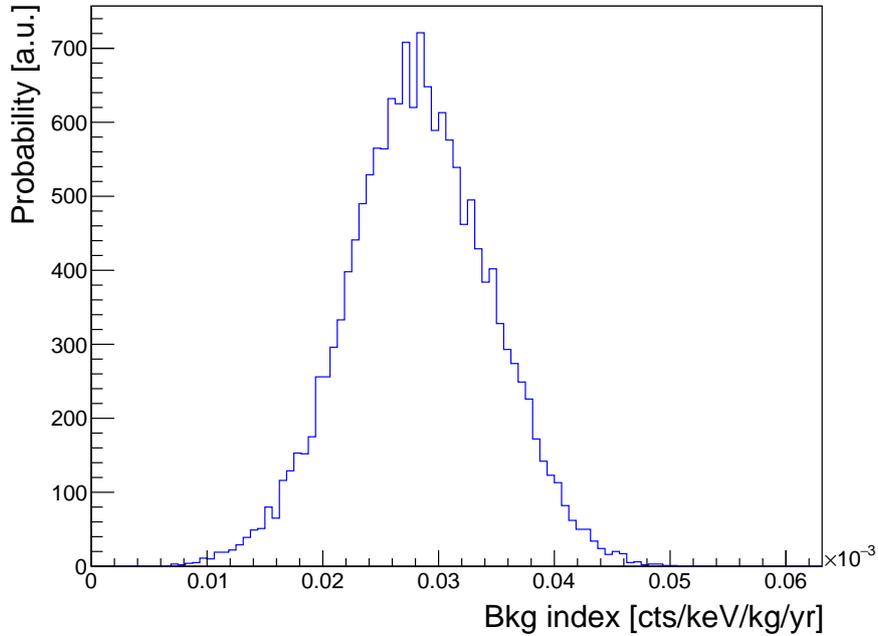


FIGURE 6.11 – Densité de probabilité de l'indice de bruit de fond provenant des cristaux dans CUPID incluant les cosmogéniques. La distribution est obtenue à partir des densités de probabilité des activités du modèle de bruit de fond de CUPID-Mo.

6.12. Le bruit de fond des cristaux est alors dominé par le bruit de fond de surface. Cela est en partie dû au fait que la coupure sur les coïncidences retardées est moins efficace en surface qu'en volume, puisque des α peuvent s'échapper et donc ne pas être identifiés. En considérant les événements de multiplicité supérieure à un pour l'identification des α des coïncidences retardées, ce bruit de fond pourrait certainement diminuer.

Composants proches

Les composants proches incluent les pièces en PTFE, les CuPENs et la structure en cuivre. De même que dans les cristaux, on simule les sous-chaînes du ^{226}Ra jusqu'au ^{210}Pb et du ^{228}Th jusqu'au

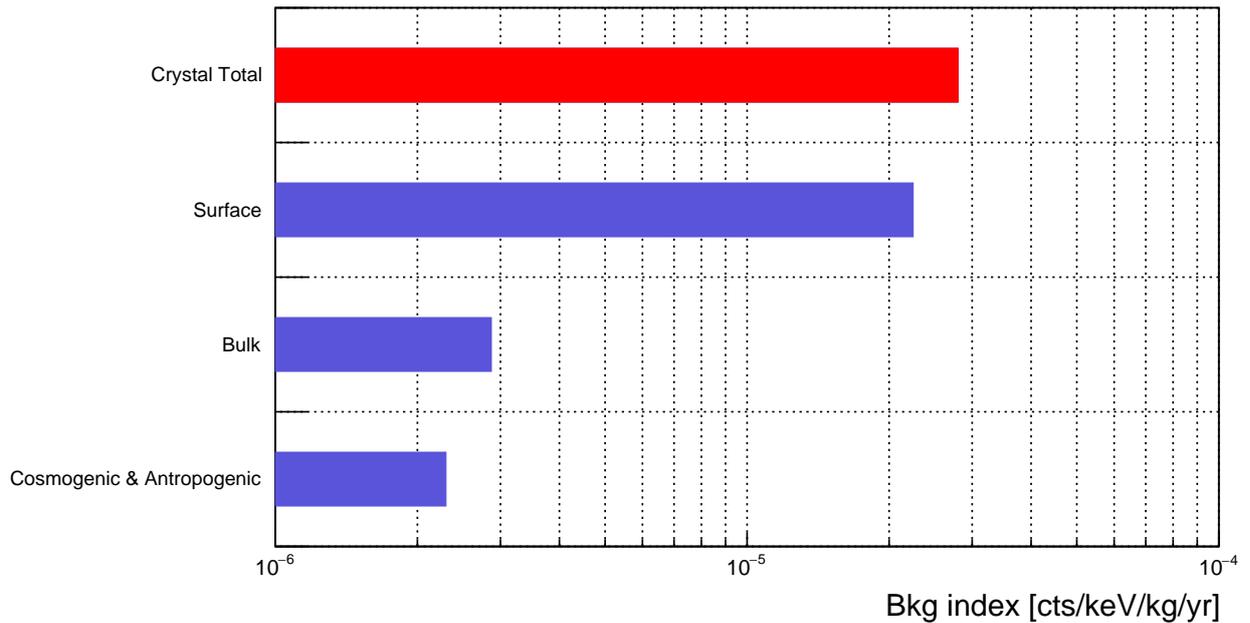


FIGURE 6.12 – Différentes contributions à l'indice de bruit de fond projeté des cristaux dans CUPID.

²⁰⁸Pb. On simule les désintégrations en volume et en surface pour toutes les composantes proches. Le cuivre utilisé dans CUPID pour la structure sera de la même qualité que celui qui est utilisé dans CUORE, et il était initialement prévu d'effectuer la même procédure concernant le nettoyage de ces pièces. La contamination en surface de la structure en cuivre du ²²⁶Ra et du ²²⁸Th est modélisée avec une contamination exponentielle de paramètres $\lambda = 10 \mu\text{m}$ et $\lambda = 10 \text{nm}$ dans le modèle de bruit de fond de CUORE. Dans CUPID seules les simulations $10 \mu\text{m}$ sont réalisées. Il est également prévu de réaliser les simulations avec une profondeur de 10nm dans CUPID. Le modèle de bruit de fond de CUORE est alors marginalisé sur toutes les profondeurs implantées pour estimer l'activité de surface à utiliser pour l'implantation de $10 \mu\text{m}$. L'indice de bruit de fond dans la structure en cuivre est présenté tableau 6.4. On observe que la contribution dominante provient de la surface du cuivre, avec un indice de bruit de fond supérieur d'un ordre de grandeur environ par rapport au volume.

L'indice de bruit de fond des PENs est présenté tableau 6.5. Les activités mesurées proviennent d'une mesure par un détecteur HPGe. Les valeurs obtenues sont des limites à 90%. La mesure est effectuée pour une contamination en volume. On peut cependant extrapoler une activité de surface en supposant la totalité de la contamination en surface. Étant donné que l'activité obtenue est une limite, on utilise une distribution de probabilité exponentielle pour l'activité du ²²⁶Ra et du ²²⁸Th, comme indiqué sur la figure 6.13 pour l'exemple du ²²⁶Ra en volume. Le total est calculé pour le choix le plus conservateur, ici une contamination purement en volume, donnant un bruit de fond de $< 1.4 \times 10^{-5}$ (90% C.I.) coups/keV/kg/an. On n'inclut pas les deux contributions, volume et surface, pour ne pas compter ce bruit de fond en double.

L'indice de bruit de fond des pièces en PTFE est présenté tableau 6.6. Les activités mesurées proviennent d'une mesure par ICPMS, permettant de connaître l'activité du ²³⁸U et du ²³²Th. On doit supposer un équilibre entre le ²³⁸U et le ²²⁶Ra d'une part, et le ²³²Th et le ²²⁸Th d'autre part. Les valeurs obtenues sont des limites à 90%. Comme pour les PENs, la mesure ne permet pas de différencier une contamination en volume, d'une contamination en surface. On calcule alors l'activité en assumant la totalité de la contamination en volume d'une part, et la totalité de la contamination en surface d'autre part. Étant donné que l'activité obtenue est une limite, on utilise une distribution de

STRUCTURE EN CUIVRE

Sous-chaîne	Activité en volume [$\mu\text{Bq/kg}$]	Indice de bruit de fond [coups/keV/kg/an]
$^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$	< 0.6	$< 0.14 \times 10^{-6}$
$^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$	< 2.7	$< 3.00 \times 10^{-6}$
Sous-chaîne	Activité en surface [$10 \mu\text{m}$] [nBq/cm ²]	Indice de bruit de fond [coups/keV/kg/an]
$^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$	11.7 ± 0.6	$2.36^{+0.40}_{-0.26} \times 10^{-5}$
$^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$	17.7 ± 0.9	$3.62^{+0.56}_{-0.42} \times 10^{-5}$

TABLE 6.4 – Estimation du bruit de fond dans la région d'intérêt de la structure en cuivre dans CUPID. Les activités proviennent du modèle de bruit de fond de CUORE.

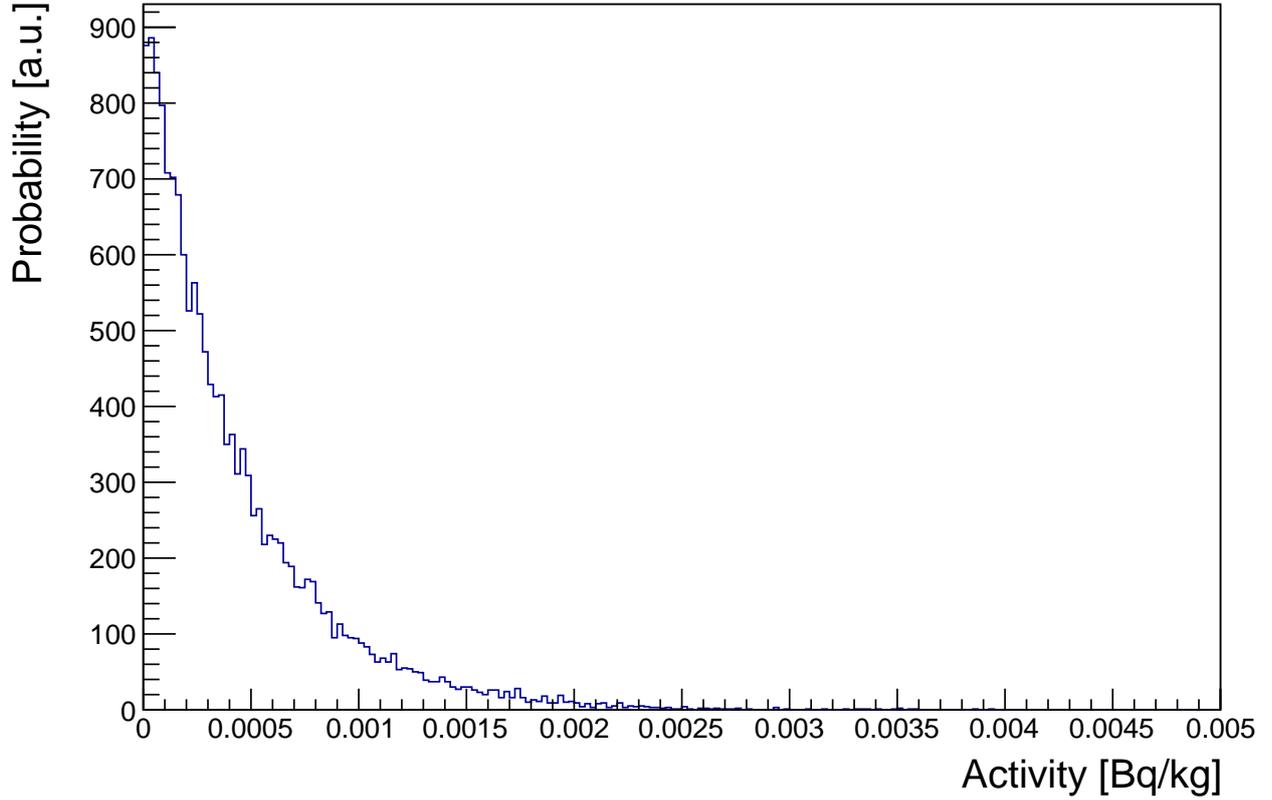


FIGURE 6.13 – Distribution de probabilité de l'activité de la sous-chaîne du ^{226}Ra en volume des PENs. La mesure de l'activité des PENs donnant une limite, on utilise une densité de probabilité exponentielle pour décrire cette activité.

probabilité exponentielle pour l'activité du ^{226}Ra et du ^{228}Th . Le total est calculé pour le choix le plus conservateur, ici une contamination purement en surface, donnant un bruit de fond de $< 2.2 \times 10^{-5}$ (90% C.I.) coups/keV/kg/an. Ici aussi, on n'inclut pas les deux contributions, volume et surface, pour ne pas compter ce bruit de fond en double.

PEN		
Sous-chaîne	Activité en volume [mBq/kg]	Indice de bruit de fond [coups/keV/kg/an]
$^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$	< 0.98	< 8.03×10^{-6}
$^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$	< 0.81	< 8.00×10^{-6}
Sous-chaîne	Activité en surface [nBq/cm ²]	Indice de bruit de fond [coups/keV/kg/an]
$^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$	< 11.3	< 4.48×10^{-6}
$^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$	< 9.37	< 2.51×10^{-6}

TABLE 6.5 – Estimation du bruit de fond dans la région d'intérêt des PENs utilisés pour lire le signal dans CUPID. Les activités sont mesurées par un HPGe, des limites à 90% sont données. La mesure ne permettant pas de déterminer si la contamination est en volume ou en surface, on assume alternativement une contamination totalement en volume, et totalement en surface. Le total correspond au résultat le plus conservateur entre volume et surface.

PTFE		
Sous-chaîne	Activité en volume [mBq/kg]	Indice de bruit de fond [coups/keV/kg/an]
$^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$	< 0.12	< 2.29×10^{-6}
$^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$	< 0.04	< 5.77×10^{-6}
Sous-chaîne	Activité en surface [nBq/cm ²]	Indice de bruit de fond [coups/keV/kg/an]
$^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$	< 26.0	< 1.82×10^{-5}
$^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$	< 8.7	< 5.92×10^{-6}

TABLE 6.6 – Estimation du bruit de fond dans la région d'intérêt des pièces en PTFE dans CUPID. Les activités sont mesurées par ICPMS, des limites à 90% sont données. La mesure ne permettant pas de déterminer si la contamination est en volume ou en surface, on assume alternativement une contamination totalement en volume, et totalement en surface. Le total correspond au résultat le plus conservateur entre volume et surface.

On établit la distribution de probabilité de l'indice de bruit de fond des sources proches en considérant les choix les plus conservateurs pour les pièces en PTFE et les CuPENs. En ajoutant ensemble, la structure en cuivre, les PENs, et le PTDE, on obtient la distribution figure 6.14. On obtient alors un indice de bruit de fond pour les composantes proches :

$$B = 6.73_{-0.49}^{+0.83} \times 10^{-5} \text{ coups/keV/kg/an.} \quad (6.3)$$

Le bruit de fond des composantes proches est alors largement dominé par la contribution de la contamination en surface de la structure en cuivre.

Il faut noter que dans le modèle de bruit de fond de CUORE, toutes les pièces en cuivre à 10 mK (incluant la structure en cuivre) sont regroupées dans une même contribution, et que les simulations

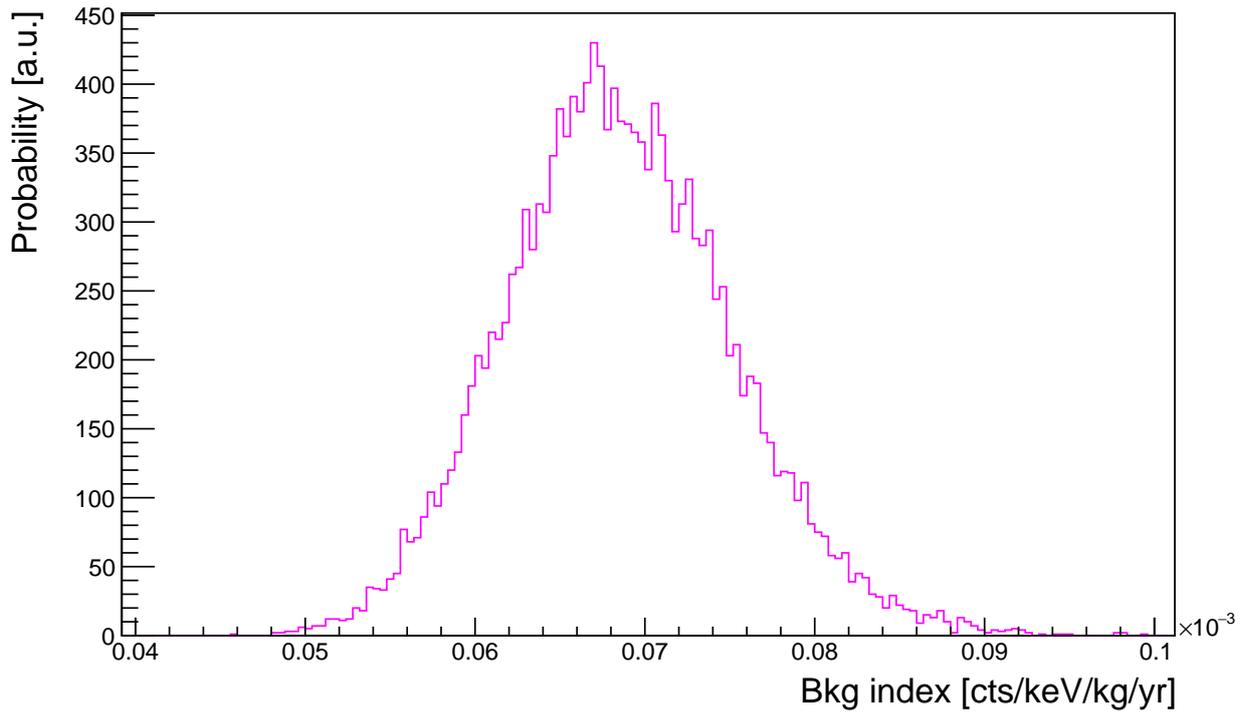


FIGURE 6.14 – Distribution de l’indice de bruit de fond dans la région d’intérêt de CUPID pour les composantes proches.

des petites composantes proches (comme le PTFE) ne sont pas prises en compte, car les spectres sont dégénérés avec celui des pièces en cuivre à 10 mK. Il est alors possible qu’il y ait un léger double comptage étant donné que dans l’activité utilisée pour la structure en cuivre, elle inclut d’une certaine manière toute l’activité des composantes proches.

Composants à 10 mK

On rappelle que l’expérience CUPID s’installera dans le cryostat de CUORE, ainsi, tous les matériaux qui le constitue seront identiques. On peut alors utiliser les activités de toutes les parties en cuivre à 10 mK du cryostat, qui sont regroupées dans une seule contribution dans le modèle de CUORE, pour estimer le bruit de fond de CUPID. Les indices de bruit de fond obtenus pour les différents éléments sont répertoriés dans le tableau 6.7.

On obtient la distribution de l’indice de bruit de fond présenté figure 6.15. On extrait alors le bruit de fond total des composants à 10 mK qui est :

$$B = 9.5^{+0.8}_{-0.6} \times 10^{-6} \text{ coups/keV/kg/an}, \quad (6.4)$$

où la contribution majoritaire provient de la contamination en surface des carreaux en cuivre installés sur la surface interne de l’écran 10 mK. Ce bruit de fond est cependant sous-dominant par rapport aux composantes proches.

Cryostat et blindage

On simule différentes composantes dans l’écran à 600 mK, l’écran à 4 K et les blindages en plomb. Les activités utilisées sont également extraites du modèle de bruit de fond de CUORE. Les indices de

COMPOSANTS 10mK

Sous-chaîne	Activité en volume	Indice de bruit de fond		
	[mBq/kg]	[coups/keV/kg/an]		
		Carreaux 10 mK	Écran 10 mK	Plateaux 10 mK
$^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$	< 0.6	$< 2.4 \times 10^{-8}$	$< 1.1 \times 10^{-8}$	-
$^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$	< 2.7	$< 2.6 \times 10^{-8}$	$< 5.4 \times 10^{-7}$	-

Sous-chaîne	Activité en surface [10 μm]	Indice de bruit de fond		
	[nBq/cm ²]	[coups/keV/kg/an]		
		Carreaux 10 mK	Écran 10 mK	Plateaux 10 mK
$^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$	11.7 ± 0.6	$4.87_{-0.39}^{+0.57} \times 10^{-6}$	$< 2.42 \times 10^{-7}$	$2.12_{-0.52}^{+0.64} \times 10^{-7}$
$^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$	17.7 ± 0.9	$2.19_{-0.29}^{+0.41} \times 10^{-6}$	$1.08_{-0.20}^{+0.32} \times 10^{-6}$	$6.99_{-1.19}^{+1.41} \times 10^{-7}$

TABLE 6.7 – Estimation du bruit de fond dans la région d'intérêt des éléments en cuivre à 10 mK. Le volume du plateau n'a pas été simulé étant donné que sa masse est petite en comparaison avec les autres volumes de cuivre à 10mK ($\sim 3\%$).

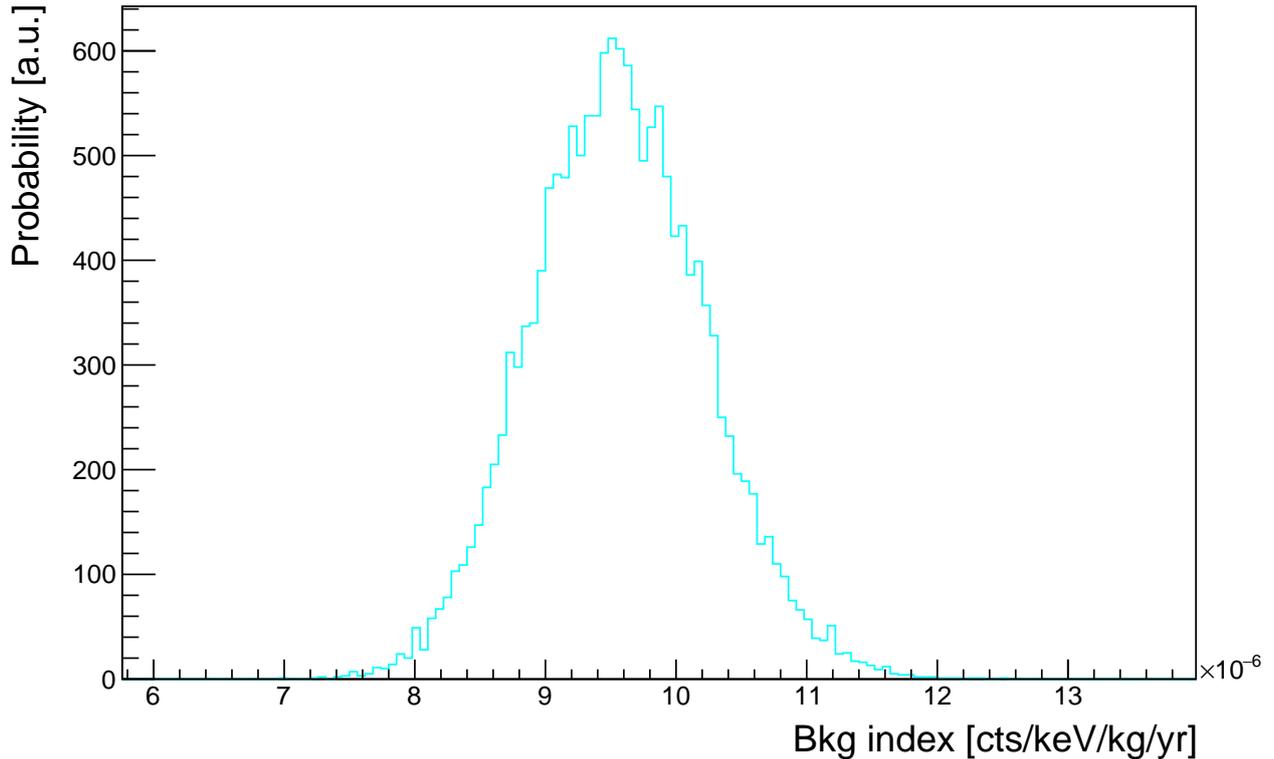


FIGURE 6.15 – Distribution de l'indice de bruit de fond dans la région d'intérêt de CUPID pour les composantes en cuivre à 10 mK.

bruit de fond obtenus sont répertoriés dans le tableau 6.8. Pour la contribution à 600 mK, on calcule l'indice de bruit de fond en considérant la masse totale de l'écran 600 mK et 50 mK. Comme mentionné précédemment, les spectres produits pour ces deux contaminations sont dégénérés, et on a donc simulé

seulement l'écran 600 mK par simplicité.

Écran 600 mK + écran 50 mK		
Sous-chaîne	Activité en volume [$\mu\text{Bq/kg}$]	Indice de bruit de fond [coups/keV/kg/an]
$^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$	35.3 ± 2.6	$< 1.88 \times 10^{-6}$
$^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$	$22.4^{+6.26}_{-6.65}$	$4.55^{+3.65}_{-2.35} \times 10^{-6}$
Écran 4 K		
Sous-chaîne	Activité en volume [$\mu\text{Bq/kg}$]	Indice de bruit de fond [coups/keV/kg/an]
$^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$	< 75	$< 4.8 \times 10^{-7}$
$^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$	< 260	$< 4.8 \times 10^{-7}$
Blindage en plomb		
Sous-chaîne	Activité en volume [$\mu\text{Bq/kg}$]	Indice de bruit de fond [coups/keV/kg/an]
$^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$	< 2	$< 2.2 \times 10^{-8}$
$^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$	$15.7^{+2.7}_{-3.4}$	$4.0 \pm 2.0?? \times 10^{-8}$

TABLE 6.8 – Estimation du bruit de fond dans la région d'intérêt des éléments du cryostat.

On obtient la distribution de l'indice de bruit de fond présenté figure 6.16. On extrait alors le bruit de fond total des composants du cryostat qui est :

$$B = 5.77^{+3.83}_{-2.57} \times 10^{-6} \text{ coups/keV/kg/an.} \quad (6.5)$$

Dans ces composants du cryostat, l'écran à 600 mK + 50 mK, est la contribution dominante, alors que l'écran 4 K et le blindage interne en plomb ne contribuent que très peu. La contribution du cryostat à l'indice de bruit de fond est sous-dominante par rapport au bruit de fond des composantes proches.

Indice de bruit de fond total de la radioactivité naturelle des matériaux

D'après les distributions de probabilité de l'indice de bruit de fond de chaque composante, on peut construire la densité de probabilité de l'indice de bruit de fond total. Grâce au modèle de bruit de fond de CUORE, on peut considérer les corrélations entre la structure en cuivre et les éléments du cryostat.

Le bruit de fond total en provenance de la radioactivité dans les matériaux est présenté figure 6.17. On extrait alors le bruit de fond total projeté de la radioactivité des matériaux dans CUPID qui est :

$$B = 1.11^{+0.11}_{-0.09} \times 10^{-4} \text{ coups/keV/kg/an.} \quad (6.6)$$

La figure 6.18 montre les distributions de probabilité d'indice de bruit de fond des différentes contributions ainsi que la densité de probabilité d'indice de bruit de fond totale.

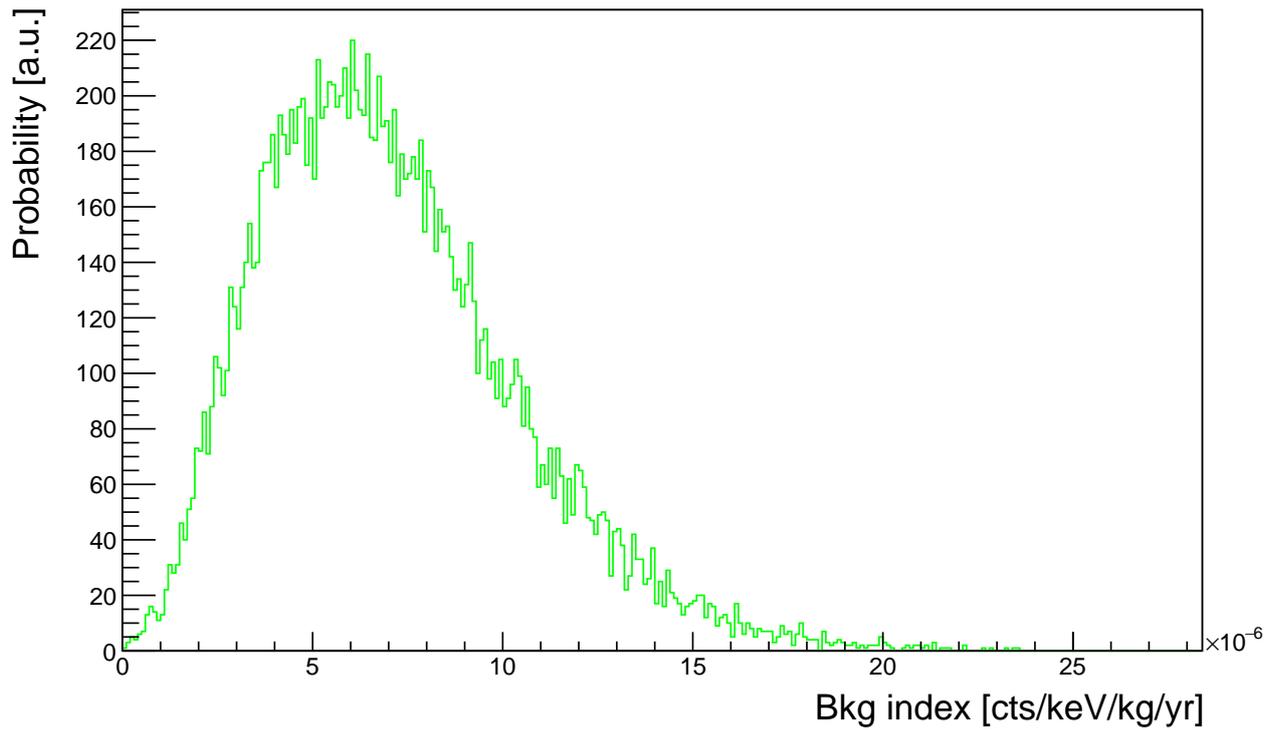


FIGURE 6.16 – Distribution de l'indice de bruit de fond dans la région d'intérêt de CUPID pour les composants du cryostat.

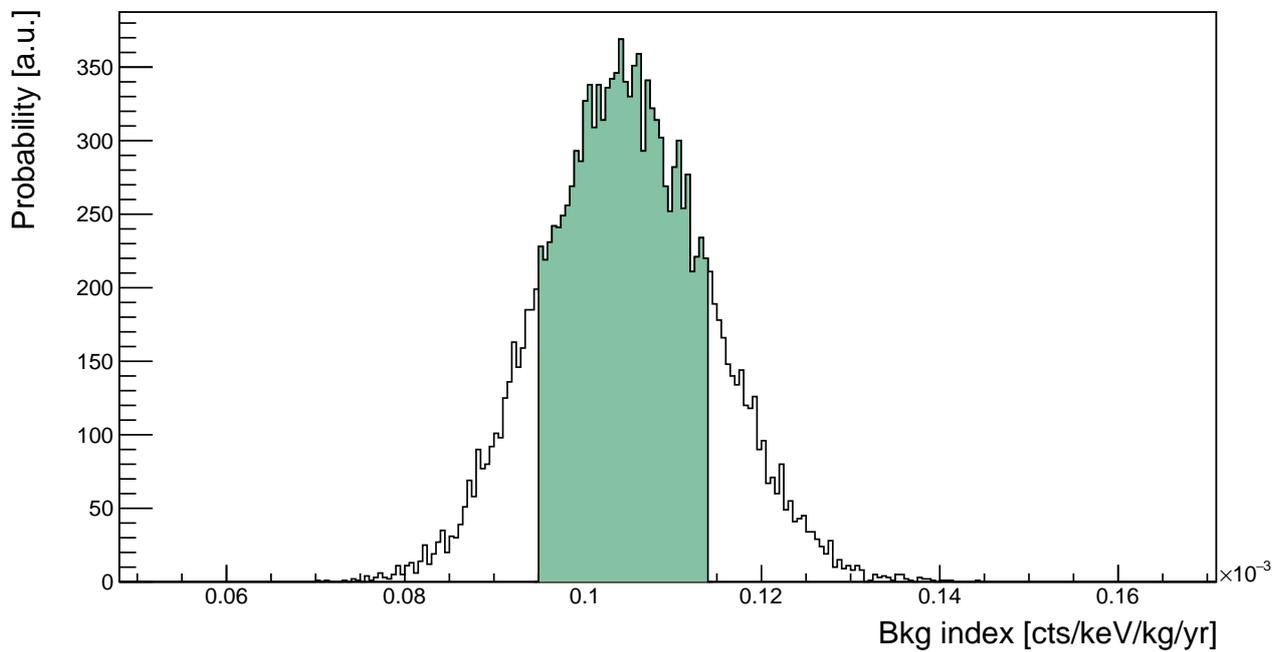


FIGURE 6.17 – Indice de bruit de fond total la radioactivité des matériaux de CUPID.

Indice de bruit de fond total de CUPID

On calcule le bruit de fond total projeté de CUPID en considérant le bruit de fond en provenance des pile-up, des muons, et des neutrons, en plus de la radioactivité des matériaux. Le bruit de fond

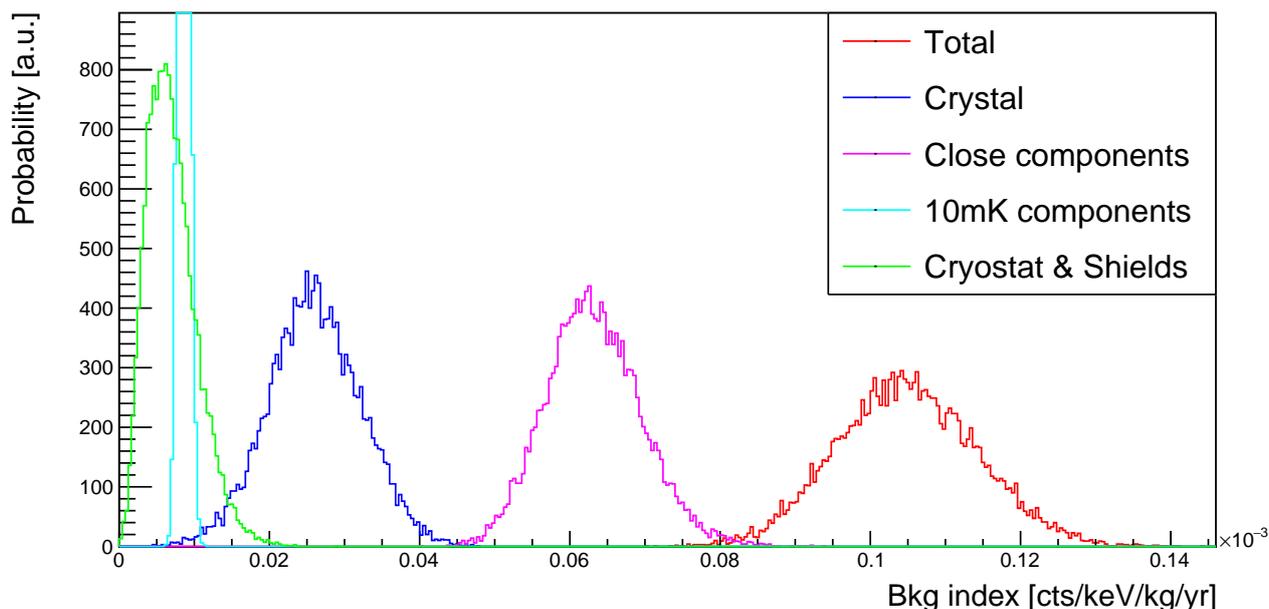


FIGURE 6.18 – Indice de bruit de fond des différentes contributions de la radioactivité des matériaux de CUPID.

pile-up est considéré à un niveau de 5×10^{-5} coups/keV/kg/an qui est l'objectif de CUPID. Le niveau de bruit de fond des pile-up n'est pas facile à prédire, il est notamment évalué aux moyen de mesures expérimentales et de simulations. Des mesures consistant en l'injection de deux signaux avec une différence de temps connue sont utilisées pour évaluer l'efficacité de réjection des pile-up. Des simulations, prenant en compte la réponse des détecteurs, sont ensuite utilisées pour traduire cette efficacité de réjection en terme de bruit de fond. D'un point de vue expérimental, cette efficacité de réjection dépend notamment du rapport signal sur bruit et du temps de montée de l'impulsion. Cette réjection est effectuée en utilisant les détecteurs de lumière. Avec un rapport signal sur bruit supérieur à 100, atteignable en utilisant la technologie Neganov-Luke, et avec un temps de montée de ~ 0.8 ms dans les détecteurs de lumière, il est alors possible d'atteindre un bruit de fond de 5×10^{-5} coups/keV/kg/an pour les pile-up. Le bruit de fond en provenance des neutrons est réduit grâce au blindage de 20 cm de polyéthylène. Il est envisagé d'augmenter ce blindage à 40 cm de sorte à avoir un bruit de fond neutron négligeable ($< 10^{-6}$ coups/keV/kg/an). Le bruit de fond muons est lui estimé à 2.57×10^{-6} coups/keV/kg/an en considérant une efficacité de détection des muons de 99.9 %.

On obtient un bruit de fond total de $(1.6 \pm 0.1) \times 10^{-5}$ coups/keV/kg/an. Les différentes contributions sont présentées sur la figure 6.19. Sur cette figure, on a rassemblé les contributions à 10 mK définies précédemment avec la contribution cryostat par simplicité.

Ces résultats sont légèrement au-dessus de l'objectif de CUPID. Les deux contributions les plus importantes proviennent de la radioactivité de surface des pièces en cuivre de la structure et des pile-up, qui sont à peu près au même niveau. Les activités des pièces en cuivre proviennent du modèle de bruit de fond de CUORE, où les pièces en cuivre représentent toutes les contaminations qui sont proches des cristaux, ce qui inclut par exemple les pièces en PTFE. On rappelle que dans CUPID-Mo on a observé une contamination plus importante que ce qui a été mesuré pour les feuilles réfléchissantes. Dans CUPID-Mo, ces réflecteurs prenaient également en compte tous les éléments faisant face aux cristaux, ce qui inclut aussi les pièces en PTFE. Cette même observation a également été effectuée dans le modèle de bruit de fond de CUPID-0 [190]. Il est alors possible qu'il y ait une recontamination de ces pièces qui entraîne le bruit de fond observé à la fois dans CUPID-0, CUPID-Mo et dans CUORE.

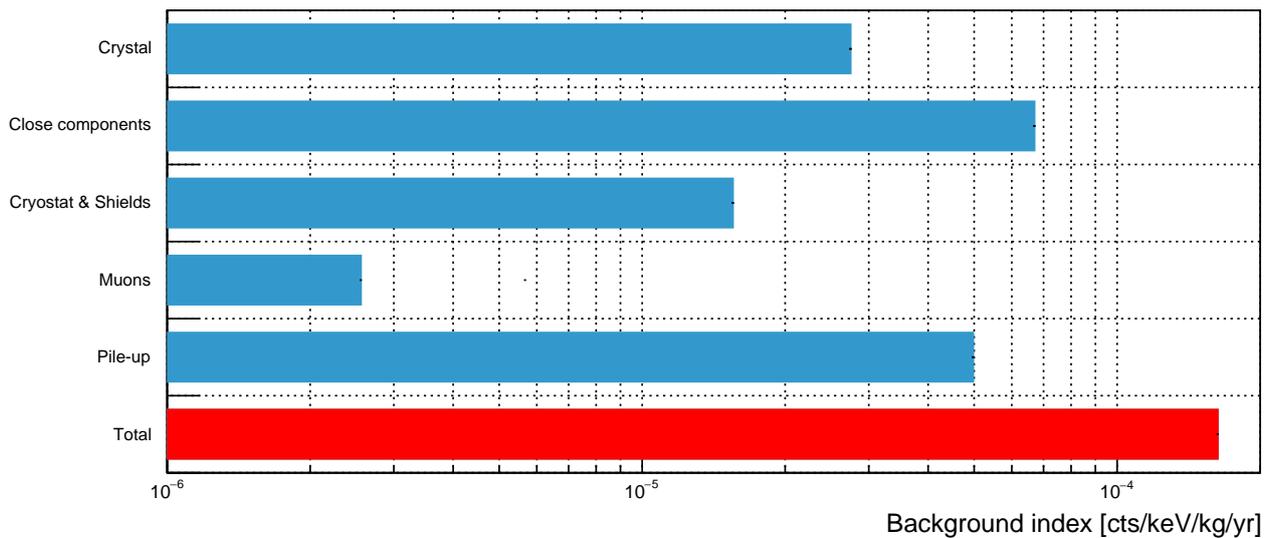


FIGURE 6.19 – Projection du bruit de fond total de CUPID.

Le bruit de fond projeté de CUPID étant basé sur les mesures de CUORE, il prend donc en compte a priori cette potentielle source de contamination. Cette contamination additionnelle observée peut alors venir soit des pièces en PTFE, soit des PENs, soit de la structure en cuivre. Des études a posteriori sur la radiopureté de ces éléments pourraient permettre d'aider à mieux conclure sur l'origine des bruits de fond des composantes proches. En sachant cela, il serait plus facile de focaliser le travail sur le nettoyage des sources en questions. Il est cependant assez clair qu'il faudra des protocoles plus strictes de nettoyage de ces différentes surfaces pour éviter une recontamination.

6.4.4 Bruit de fond dans l'ensemble du spectre

En prenant en compte toutes les simulations des chaînes d'U/Th qui produisent un bruit de fond γ/β , il est possible de construire un spectre total projeté pour CUPID. En particulier, on détaille la liste des contributions considérées pour chaque volume :

- Cristaux :
 - Volume : $^{238}\text{U} - ^{234}\text{U}$, $^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$, $^{228}\text{Ra} - ^{228}\text{Th}$, $^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$
 - Surface : $^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$, $^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$
- PEN :
 - Volume : $^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$, $^{210}\text{Pb} - ^{206}\text{Pb}$, $^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$
- PTFE :
 - Volume : $^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$, $^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$
- Structure en cuivre :
 - Volume : $^{238}\text{U} - ^{234}\text{U}$, $^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$, $^{210}\text{Pb} - ^{206}\text{Pb}$, $^{228}\text{Ra} - ^{228}\text{Th}$, $^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$
 - Surface : $^{238}\text{U} - ^{234}\text{U}$, $^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$, $^{210}\text{Pb} - ^{206}\text{Pb}$, $^{228}\text{Ra} - ^{228}\text{Th}$, $^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$
- Plateau en cuivre 10 mK :
 - Surface : $^{226}\text{Ra} - ^{210}\text{Pb}$, $^{228}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$
- Écran en cuivre 10 mK :

- Volume : ^{238}U - ^{234}U , ^{226}Ra - ^{210}Pb , ^{210}Pb - ^{206}Pb , ^{228}Ra - ^{228}Th , ^{228}Th - ^{208}Pb
- Surface : ^{226}Ra - ^{210}Pb , ^{228}Th - ^{208}Pb
- Carreaux en cuivre 10 mK :
 - Volume : ^{238}U - ^{234}U , ^{226}Ra - ^{210}Pb , ^{210}Pb - ^{206}Pb , ^{228}Ra - ^{228}Th , ^{228}Th - ^{208}Pb
 - Surface : ^{226}Ra - ^{210}Pb , ^{228}Th - ^{208}Pb
- Écran en cuivre 600 mK + 50 mK :
 - Volume : ^{238}U - ^{234}U , ^{226}Ra - ^{210}Pb , ^{210}Pb - ^{206}Pb , ^{228}Ra - ^{228}Th , ^{228}Th - ^{208}Pb
- Écran en cuivre 4 K :
 - Volume : ^{238}U - ^{234}U , ^{226}Ra - ^{210}Pb , ^{210}Pb - ^{206}Pb , ^{228}Ra - ^{228}Th , ^{228}Th - ^{208}Pb

On considère également les contributions du ^{60}Co issu de l'activation cosmogénique dans les pièces en cuivre, dont les activités sont prises du modèle de bruit de fond de CUORE. En particulier, on inclut cette contribution dans la structure en cuivre et les carreaux à 10 mK. On inclut également le ^{40}K et le $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ dans les cristaux. Les activités des cristaux proviennent de CUPID-Mo. La désintégration $2\nu\beta\beta$ est générée avec le modèle SSD et normalisée avec la demi-vie mesurée par CUPID-Mo. Un spectre pile-up est construit en convoluant le modèle avec lui-même, i.e. en choisissant aléatoirement deux événements du modèle de bruit de fond total et en sommant leurs deux énergies. Le spectre obtenu est présenté figure 6.20.

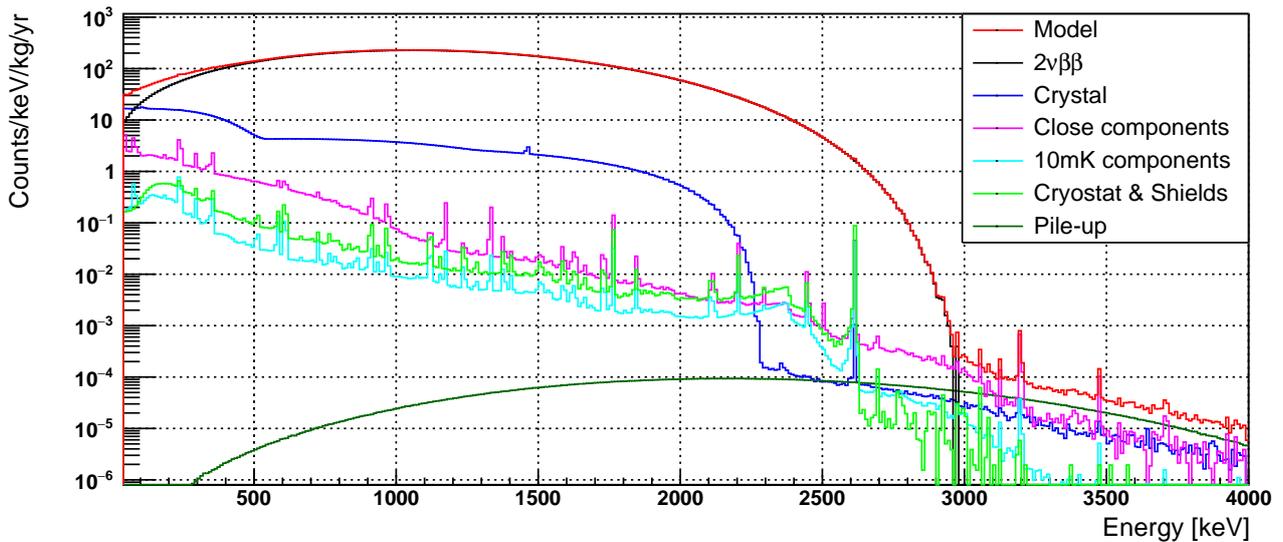


FIGURE 6.20 – Spectre projeté de l'expérience CUPID. La contribution majoritaire est la $2\nu\beta\beta$ entre 100 keV et 3 MeV. La contribution de bruit de fond la plus importante est celle du cristal, notamment causée par une possible contamination du $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ (voir texte).

La désintégration $2\nu\beta\beta$ domine le spectre de 100 keV à 3 MeV. Mise à part cette contribution, dans la zone d'énergie [100-2200] keV, le bruit de fond le plus important provient des cristaux. On peut signaler ici que cela est dû à la désintégration du $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ dont l'activité a été prise de CUPID-Mo. On rappelle que cette contribution converge dans le modèle de bruit de fond de CUPID-Mo, mais aucune mesure n'a été réalisée. Cette contribution pourrait être présente, et le fit favorise une source produisant un signal à ces énergies. Connaître cette possible contribution apparaît alors comme un enjeu pour l'étude du spectre $2\nu\beta\beta$ mais aussi pour d'autres analyses secondaires, comme la recherche de matière noire par exemple.

On peut reconstruire le spectre dans la région d'intérêt, comme montré sur la figure 6.21. Comme vu précédemment, la contribution majoritaire provient des composantes proches, en particulier de la surface de la structure en cuivre. Ensuite, la contribution la plus importante est la contribution pile-up, puis les cristaux. Les contributions des 10 mK et cryostat sont plus basses, d'environ un ordre de grandeur, et ne sont pas montrées ici pour plus de visibilité.

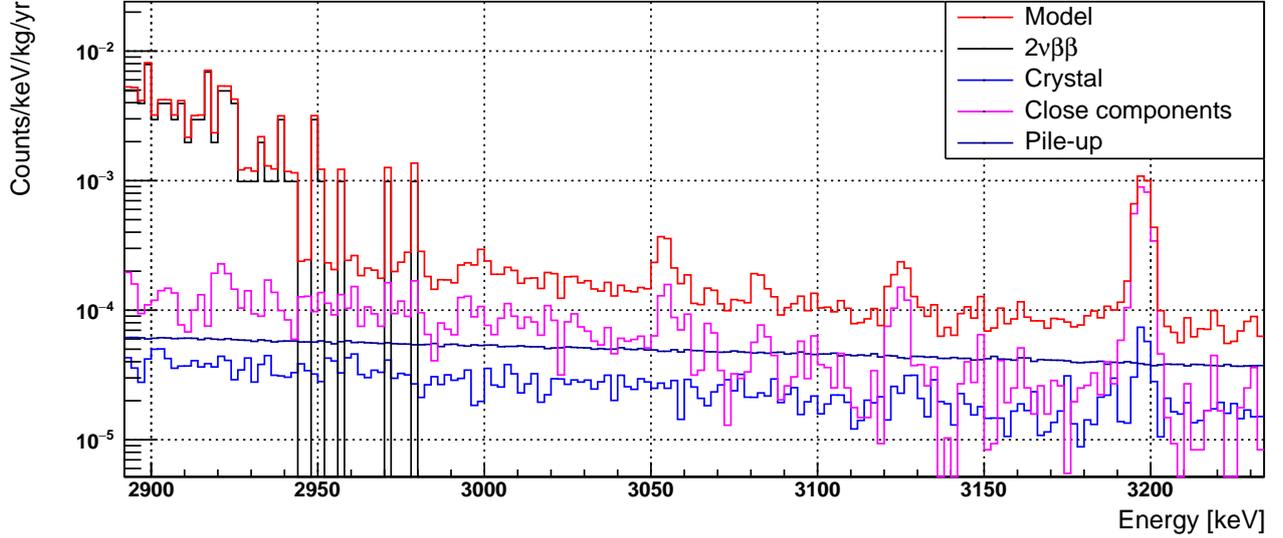


FIGURE 6.21 – Spectre projeté de l'expérience CUPID dans la région d'intérêt. La contribution majoritaire correspond aux éléments proches.

6.5 Perspectives

CUPID n'est pas seulement une expérience, mais un programme à plus long terme. Un scénario envisagé après CUPID, est de déployer dans le cryostat de CUORE une expérience capable d'atteindre un bruit de fond de 2×10^{-5} coups/keV/kg/an, qui s'appellerait CUPID-reach. Cela serait possible par un travail de R&D, impliquant notamment une purification supplémentaire des cristaux de Li_2MoO_4 , et une réduction du taux de pile-up à une valeur de 10^{-5} coups/keV/kg/an. Les paramètres de cette expérience sont présentés dans le tableau 6.9. L'ultime expérience serait CUPID-1T, consistant en 1.8 tonnes de cristaux de Li_2MoO_4 , correspondant à une tonne de ^{100}Mo . Ce détecteur ne pourrait rentrer dans le cryostat de CUORE, il faudrait un nouveau cryostat environ quatre fois plus grand. L'objectif serait d'obtenir un bruit de fond de 5×10^{-6} coups/keV/kg/an, qui pourrait être possible avec des avancées dans le domaine de la radiopureté des matériaux, des senseurs thermiques bien plus rapides. Les paramètres de cette expérience sont présentés dans le tableau 6.9. Cette expérience serait l'ultime expérience du programme CUPID, capable d'explorer la hiérarchie de masse normale des neutrinos d'attendre des sensibilités en demi-vie de l'ordre de 10^{28} années correspondant à $m_{\beta\beta} \sim 5$ meV, comme présenté figure 6.22.

Paramètre	CUPID-reach	CUPID-1T
Isotope	^{100}Mo	^{100}Mo
Cristal	Li_2MoO_4	Li_2MoO_4
Masse totale cristaux	450 kg	1871 kg
Masse totale ^{100}Mo	240 kg	1000 kg
Résolution énergétique (FWHM)	5 keV	5 keV
Indice de bruit de fond	2×10^{-5} cps/keV/kg/an	5×10^{-6} cps/keV/kg/an
Efficacité de confinement	78 %	78 %
Efficacité de sélection	90 %	90 %
Durée d'opération	10 ans	10 ans
Sensibilité limite demi-vie (90% C.L.)	2.2×10^{27} ans	9.1×10^{27} ans
Sensibilité découverte demi-vie (3σ)	2.0×10^{27} ans	8.0×10^{27} ans
Sensibilité limite $m_{\beta\beta}$ (90% C.L.)	8.4 – 14 meV	4.1 – 6.8 meV
Sensibilité découverte $m_{\beta\beta}$ (3σ)	9 – 15 meV	4.4 – 7.3 meV

TABLE 6.9 – Paramètres des possibles futures expériences du programme CUPID.

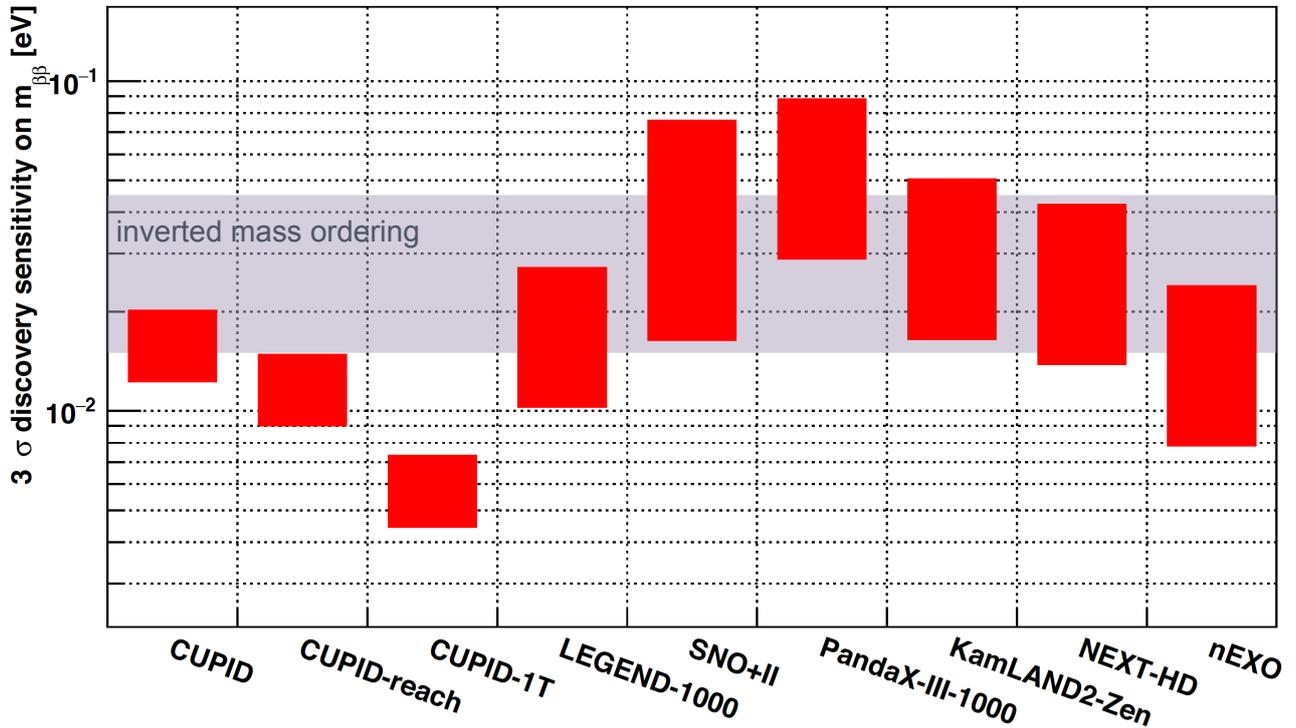


FIGURE 6.22 – Sensibilité de découverte pour quelques expériences de prochaine génération. La zone grise correspond à la hiérarchie inverse de la masse des neutrinos. Les barres rouges montrent les valeurs de masse effective de Majorana que les expériences peuvent atteindre avec une découverte à 3σ , considérant les incertitudes sur les éléments de matrices nucléaires. [220]

Chapitre 7

Mesure de la forme spectrale de la désintégration β du ^{113}Cd et interprétation sur une possible renormalisation de g_A

Ecco, penso : ma chi scrive queste cose, non è che la sera, magari prima di addormentarsi, ha un momento di rimorso ?

Nanni Moretti, "Caro Diario"

Comme abordé dans le chapitre 2, la question de la valeur de la constante de couplage axial-vectoriel est primordiale pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos afin d'interpréter les résultats sur la masse des neutrinos. Dans le cadre du projet CROSS, un cristal de CdWO_4 a été opéré au Laboratorio Subterraneo de Canfranc pour l'étude de g_A par l'étude de la forme spectrale du ^{113}Cd . Dans ce chapitre, on abordera tout d'abord la question d'une possible renormalisation de g_A , et du principe de la méthode utilisée pour cette étude. Dans un second temps, on présentera brièvement le contexte de l'étude, puis le traitement et l'analyse des données. Enfin, on présentera la modélisation du bruit de fond, et deux analyses Bayésiennes, l'une permettant d'obtenir la forme du spectre de la désintégration β du ^{113}Cd indépendamment des modèles nucléaires, et l'autre consistant en un fit de g_A dans le cadre de trois modèles nucléaires. Dans cette partie, mon travail a consisté en le traitement et l'analyse des données du cristal de CdWO_4 ainsi que la construction du modèle de bruit de fond à partir de simulations réalisées par un autre membre de la collaboration, et la réalisation des fits de g_A .

7.1 L'étude de g_A via la méthode SSM

Il a été observé que dans le cas de différentes désintégrations bêta, les calculs des éléments de matrice nucléaire Gamow-Teller n'étaient pas en accord avec les mesures expérimentales [95, 96]. Cette incompatibilité peut-être résolue en modifiant la valeur de g_A , ce qui pourrait être motivé par des effets du milieu nucléaire [95] ou par une déficience des modèles nucléaires. En étudiant pourtant des désintégrations β de différents types, les valeurs effectives de g_A^{eff} obtenues sont assez similaires les unes des autres [96]. On rappelle que pour la $0\nu\beta\beta$ dans le cadre d'un échange d'un neutrino de Majorana,

on a :

$$\left(T_{1/2}^{0\nu}\right)^{-1} = g_A^4 \cdot G_{0\nu} \cdot |M_{0\nu}|^2 \cdot \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 / m_e^2, \quad (7.1)$$

Si la répercussion des valeurs de g_A^{eff} obtenues par les études des désintégrations β sur la valeur de g_A à utiliser pour la $0\nu\beta\beta$ n'est pas évidente, il est cependant important d'être capable de décrire correctement ces désintégrations, notamment pour contraindre et améliorer les modèles nucléaires. Il a été proposé par [97] que certains noyaux émetteurs β ont une forme spectrale qui dépend de la valeur de g_A^{eff} . Une liste de ces noyaux est présentée sur le tableau 7.1. Ces noyaux correspondent à des désintégrations β non-unesiques fortement interdites.

Transition	Q_β [keV] [225]	Probabilité de désintégration [%] [226]	Sensibilité de la forme spectrale au g_A [226]
^{85}Br	2905	~ 0	Modérée
^{87}Rb	282	100	Modérée
^{94}Nb	2045	100	Forte
^{96}Zr	164	~ 0	Forte
^{97}Zr	2663	~ 0	Forte
^{98}Tc	1793	100	Forte
^{99}Tc	298	100	Forte
^{101}Mo	2825	~ 0	Forte
^{113}Cd	324	100	Forte
^{115}Cd	1452	~ 0	Forte
^{115}In	497	100	Forte
^{117}Cd	2525	~ 0	Forte
^{119}In	2366	~ 0	Forte

TABLE 7.1 – Liste des transitions β non-unesiques fortement interdites, leur Q-value, leur probabilité de désintégration, et la sensibilité de leur forme spectrale à la valeur de g_A .

De manière générale, dans le cadre de la désintégration β , on peut écrire la probabilité d'émission d'un électron d'énergie cinétique comprise dans l'intervalle entre W_e et $W_e + dW_e$ comme [227, 228, 229] :

$$P(W_e)dW_e = \frac{G_F^2}{(\hbar c)^6} \frac{1}{2\pi^3\hbar} C(W_e) p_e c W_e (W_0 - W_e)^2 F_0(Z, W_e) dW_e, \quad (7.2)$$

où G_F est la constante de Fermi, $C(W_e)$ est le facteur de forme qui contient l'information sur la structure nucléaire, W_0 correspond à la Q-value de la réaction, $F_0(Z, W_e)$ est la fonction de Fermi qui prend en compte l'interaction de Coulomb entre le noyau fils et la particule β , où Z est le nombre de protons dans le noyau final. p_e et W_e sont respectivement la quantité de mouvement et l'énergie de l'électron émis. Dans le cas d'une transition Gamow-Teller seule, l'expression de $C(W_e)$ est relativement

simple [228]. Cependant, pour le cas d'une transition interdite non-unique, le terme $C(W_e)$ est bien plus compliqué. En particulier, on peut écrire :

$$C(w_e) = \sum_{k_\nu, k_e, K} \lambda_{k_e} \left[M_K(k_e, k_\nu)^2 + m_K(k_e, k_\nu)^2 - \frac{2\gamma_{k_e}}{k_e w_e} M_K(k_e, k_\nu) m_K(k_e, k_\nu) \right], \quad (7.3)$$

où $w_e = W_e/m_e c^2$, k_e et k_ν sont des entiers qui dépendent du moment angulaire orbital et du moment angulaire total, K est le degré d'interdiction de la transition ($K = 4$ pour le ^{113}Cd), λ_{k_e} est la fonction de Coulomb, $\gamma_{k_e} = (k_e^2 - (\alpha Z)^2)^{1/2}$, avec α la constante de structure fine ($\alpha = 1/137$), et $M_K(k_e, k_\nu)$ et $m_K(k_e, k_\nu)$ correspond à un terme croisé d'éléments d'espace de phase et d'éléments de matrice nucléaire. Pour pouvoir calculer les éléments de matrice nucléaire, il est nécessaire d'utiliser l'approximation "impulse", qui considère la décroissance du nucléon indépendamment du reste des nucléons du noyau. Ces derniers sont considérés comme des spectateurs de la transition, les effets de problème à N corps sont alors négligés. Cette approximation implique que les contributions les plus importantes aux termes $M_K(k_e, k_\nu)$ et $m_K(k_e, k_\nu)$ proviennent des termes avec les plus petits moments angulaires de transfert. Sous cette approximation, il est possible d'écrire :

$$M_K(k_e, k_\nu) \propto (w_0 - w_e) \left[g_V \mathcal{M}_{K, K-1, 1}^{(0)} - g_V \mathcal{M}_{K, K, 0}^{(0)} + g_A \mathcal{M}_{K, K, 1}^{(0)} + \dots \right], \quad (7.4)$$

et :

$$m_K(k_e, k_\nu) \propto (w_0 - w_e) \left[g_V \mathcal{M}_{K, K, 0}^{(0)} - g_V \mathcal{M}_{K, K-1, 1}^{(0)} + g_A \mathcal{M}_{K, K, 1}^{(0)} + \dots \right], \quad (7.5)$$

où $w_0 = W_0/(m_e c^2)$, et g_V est la constante de couplage vectoriel égale à 1 dans le cadre de l'hypothèse de la conservation du courant vectoriel (CVC hypothesis). Les termes $\mathcal{M}_{K, L, S}^{(0)}$ correspondent aux éléments de matrice nucléaire :

$$\mathcal{M}_{K, L, S}^{(0)} \propto \sum_{pn} \langle \psi_f | [c_p^\dagger \tilde{c}_n]_K | \psi_i \rangle, \quad (7.6)$$

où la somme est calculée sur les neutrons n et les protons p .

Finalement, le terme $C(w_e)$ contient donc des termes associés à g_A , à g_V , et à des termes de mélanges de g_V et g_A étant donné que M_K et m_K apparaissent au carré dans l'expression 7.3.

On peut alors étudier le g_A via la méthode SSM (Spectrum-Shape Method) [228] en écrivant :

$$C(w_e) = g_V^2 C_V(w_e) + g_A^2 C_A(w_e) + g_V g_A C_{VA}(w_e), \quad (7.7)$$

où $C_V(w_e)$, $C_A(w_e)$, $C_{VA}(w_e)$ sont respectivement les facteurs de forme de la partie vectoriel, de la partie axial-vectoriel, et d'une partie mélange vectoriel axial-vectoriel. D'une certaine manière, ces facteurs de forme sont des termes mélangés entre des éléments de matrice nucléaire et des éléments d'espace de phase. En produisant la forme spectrale pour différentes valeurs de g_A est en comparant avec les données expérimentales, il est alors possible d'effectuer une mesure de g_A . Il faut noter que ce g_A ne vaut que pour cette désintégration, et est dépendant du modèle nucléaire utilisé pour évaluer les éléments de matrice nucléaire. Il est alors plus prudent de parler de valeur effective g_A^{eff} .

Les analyses de l'expérience COBRA [230] et d'une expérience bolométrique [231], étudiant respectivement la désintégration du ^{113}Cd et du ^{115}In , ont utilisé cette méthode pour contraindre g_A^{eff} . Une des problématiques est que ce cadre théorique ne permet pas de décrire à la fois la forme du spectre et la demi-vie [230, 97, 227]. En effet, dans les expressions 7.4 et 7.5, on a un terme croisé d'éléments de matrice nucléaire et d'éléments d'espace de phase. Il n'est alors pas possible d'obtenir une forme spectrale indépendamment de l'élément de matrice nucléaire. Ce qu'ont remarqué ces expériences, est que la valeur de g_A^{eff} nécessaire pour décrire la forme du spectre n'est pas la même que celle nécessaire pour

obtenir la demi-vie expérimentale. Autrement dit, le modèle théorique ne permet pas de reproduire à la fois la demi-vie expérimentale et la forme spectrale expérimentale.

Dans [231], qui étudie de la désintégration du ^{115}In avec un bolomètre de LiInSe_2 , il a été trouvé une évidence de la renormalisation du g_A avec une valeur de g_A^{eff} comprise entre 0.830 et 0.936 en fonction des modèles nucléaires basée sur la forme du spectre. L'expérience COBRA [230] a étudié la désintégration du ^{113}Cd avec des semi-conducteurs de CdZnTe . Elle a obtenu une valeur de g_{Aeff} comprise entre 0.911 et 0.955 en fonction des modèles nucléaires, là aussi basée sur la mesure de la forme spectrale.

Une manière de résoudre ce problème est de donner un degré de liberté supplémentaire. Dans les expressions 7.4 et 7.5, le terme dominant est $\mathcal{M}_{K,K,0}^{(0)}$ qui peut être calculé relativement facilement. Cependant les autres termes jouent quand même un rôle, en particulier le terme $\mathcal{M}_{K,K-1,1}^{(0)}$, qui lui est beaucoup plus difficile à calculer. Le terme $\mathcal{M}_{K,K-1,1}^{(0)}$ est également appelé élément de matrice nucléaire relativistique (s-NME). Le modèle MQPM (Microscopic Quasiparticle-Phonon Model) a calculé ce terme en utilisant des données expérimentales sur les énergies individuelles des particules et a obtenu une valeur ~ 0.4 pour le ^{113}Cd . Le modèle en couches et le modèle IBM donnent une valeur de 0. Cela est notamment dû à des limitations des approximations du modèle.

Pour cette raison, une nouvelle approche à la méthode SSM, laissant $\mathcal{M}_{K,K-1,1}^{(0)}$ comme un paramètre libre, a été développée. Ce nouveau modèle théorique a été utilisé par l'expérience COBRA [232] avec encore une fois l'étude du ^{113}Cd .

Dans cette nouvelle étude [232], la valeur de g_A^{eff} a été trouvée entre 0.828 et 0.993 en fonction des modèles nucléaires.

Une nouvelle fois, cela revient à ajouter un degré de liberté supplémentaire pour être capable d'ajuster à la fois la demi-vie de la désintégration et sa forme spectrale.

Le ^{113}Cd est donc un noyau d'intérêt. Une bonne technique pour l'étudier est l'utilisation de bolomètres scintillants. En effet, comme détaillé dans le chapitre 3, les bolomètres scintillants ont une excellente résolution énergétique, ils sont capables d'étudier différents noyaux en fonction de la composition des cristaux, ont une grande efficacité de détection, sont capables de discriminer les particules α des particules β/γ , et peuvent atteindre un seuil en énergie relativement bas, de l'ordre de quelques keV. Il est donc possible d'obtenir une mesure précise de la forme spectrale de la désintégration β du ^{113}Cd , à l'aide de cette technologie, en particulier en utilisant un cristal de CdWO_4 .

Par la suite, on présente l'analyse effectuée pour extraire le spectre en énergie d'un cristal de CdWO_4 , la modélisation du bruit de fond, et les analyses Bayésiennes pour extraire la forme spectrale du ^{113}Cd et effectuer un fit de g_A basé sur le même modèle théorique que [232].

7.2 Étude d'un cristal de CdWO_4

7.2.1 Dispositif expérimental

Le cristal de CdWO_4 (CWO) que nous utilisons dans cette analyse a déjà été étudié dans [233] en tant que scintillateur. Le cristal est un cylindre d'un diamètre de 40 mm, d'une longueur de 43 mm, ayant une masse totale de 433.61 g. Le cristal a été étudié dans le cadre du projet CROSS (voir chapitre 3). Le cristal de CdWO_4 étudié ici étant naturel, il ne contient que 7.5 % de ^{116}Cd (voir tableau 2.1) qui a une demi-vie environ 3000 fois plus grande que le ^{113}Cd d'abondance isotopique 12.22 % [233]. Le cristal a été installé au Laboratorio Subterraneo de Canfranc, dans un cryostat pulse-tube (dry). Le cristal de CWO a été étudié en même temps que cinq autres cristaux de différents types, voir figure 7.1. Les parties latérales et inférieures du cryostat sont protégées par un blindage en plomb de 25 cm alors

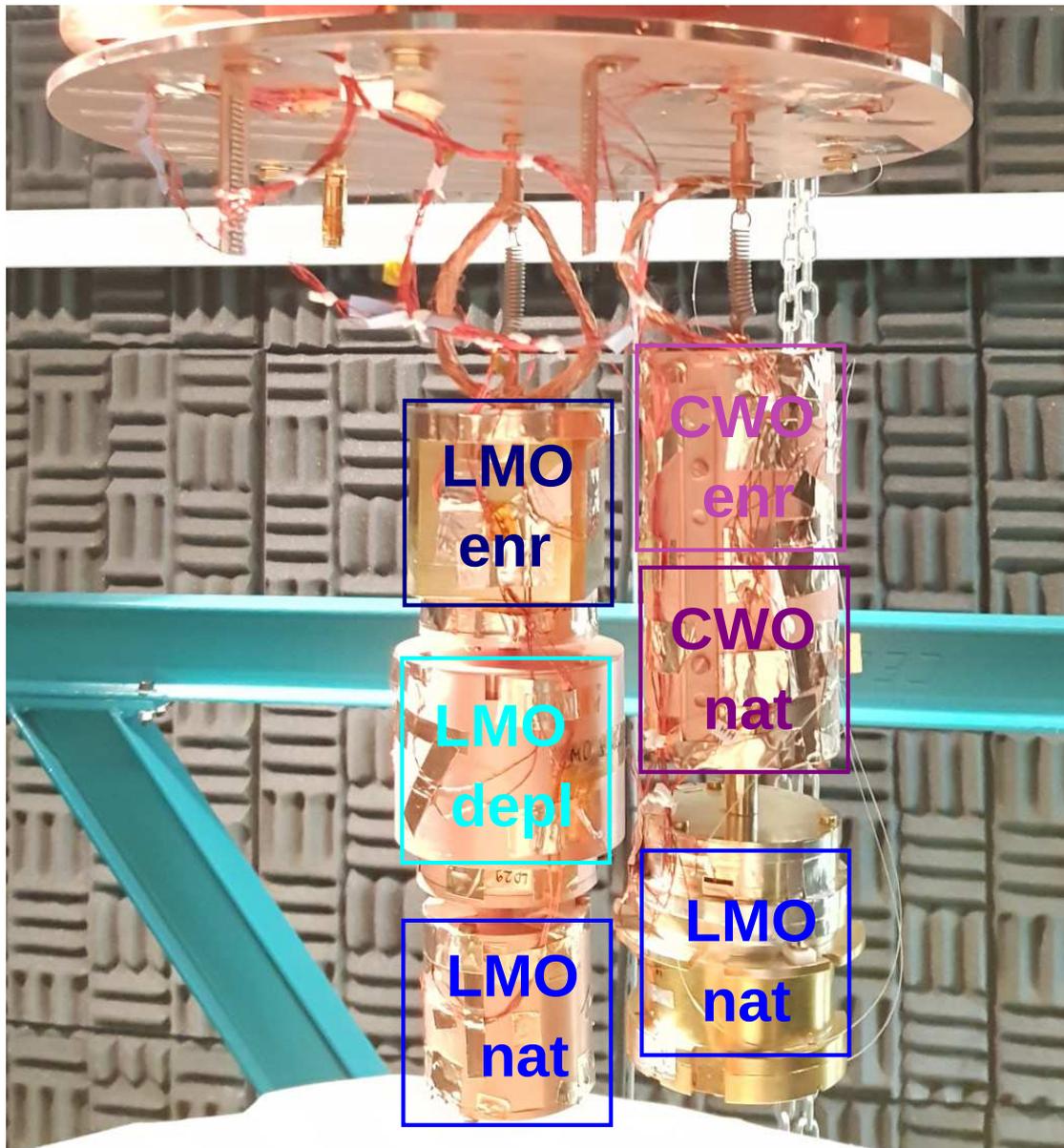


FIGURE 7.1 – Cristaux installés dans le cryostat de CROSS. Deux cristaux de Li_2MoO_4 naturels sont installés, ainsi qu'un cristal de Li_2MoO_4 appauvri en ^{100}Mo et un cristal de Li_2MoO_4 enrichi en ^{100}Mo . Un cristal de CdWO_4 enrichi en ^{116}Cd est également installé. Dans cette étude on s'intéresse au cristal de CdWO_4 naturel.

que la partie supérieure est protégée par 13 cm de plomb. Le cristal de CWO est entouré d'une pièce de maintien cylindrique en cuivre qui recouvre également un autre cristal de CdWO_4 enrichi en ^{116}Cd . Des pièces en PTFE maintiennent le cristal et servent de lien thermique entre le cuivre et le cristal. Le cristal est opéré avec un NTD comme senseur thermique, et équipé d'une puce en silicium pour injecter périodiquement une puissance constante dans le cristal, qui permet d'effectuer une correction sur les données (voir section 7.2.3). Le cristal fait face à un détecteur de lumière qui consiste en un *wafer* de germanium opéré avec un NTD. Le signal du détecteur de lumière est amplifié par effet Neganov-Trofimov-Luke [161, 162], qui permet d'augmenter le rapport signal sur bruit. Une couche de SiO a été évaporée sur la partie du détecteur de lumière faisant face au cristal pour augmenter la collection de la lumière.

7.2.2 Traitement des données

L'acquisition des données a été réalisée entre février et avril 2020, où le cristal a été opéré à une température de 12 mK. La tension de sortie des NTDs a été enregistrée en continu avec une fréquence d'échantillonnage de 2 kHz pour le cristal et le détecteur de lumière. Le traitement des données a été effectué en utilisant un programme basé sur MATLAB développé à IJClab [234]. Le programme déclenche et filtre les données en utilisant le filtre optimum Gatti-Manfredi qui maximise le rapport signal sur bruit en utilisant un signal moyen et la densité spectrale de bruit [159]. Le signal moyen est construit à partir de 50 impulsions d'amplitudes comprises entre 750 keV et 3550 keV pour le cristal avec une fenêtre temporelle de 1.5 s. Le signal moyen obtenu est montré sur la figure 7.2. Pour le détecteur de lumière, 100 impulsions d'amplitudes correspondant à un dépôt d'énergie dans le cristal entre 330 keV et 1600 keV ont été utilisées avec une fenêtre temporelle de 0.1 s. L'impulsion moyenne résultante est présentée sur la figure 7.3. La densité spectrale de bruit est construite à partir

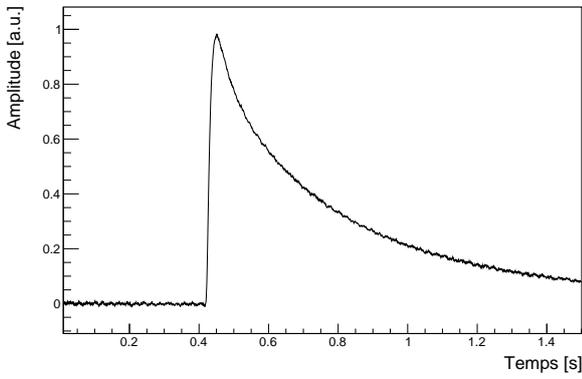


FIGURE 7.2 – Signal moyen de la voie chaleur construit à partir de 50 impulsions d'amplitudes comprises entre 750 keV et 3550 keV. L'amplitude maximale est normalisée à 1.

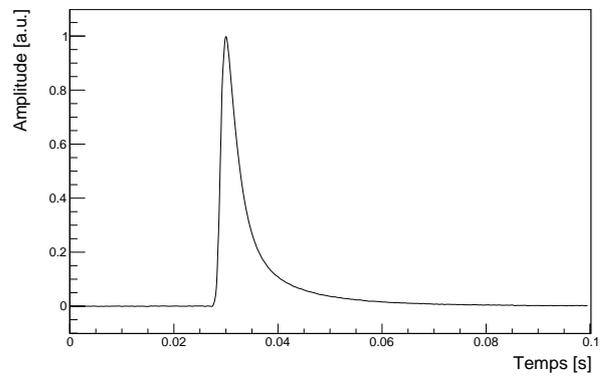


FIGURE 7.3 – Signal moyen de la voie lumière construit à partir de 100 impulsions d'amplitudes correspondant à un dépôt d'énergie dans le cristal entre 330 keV et 1600 keV. L'amplitude maximale est normalisée à 1.

de 10000 échantillons de ligne de base ne contenant aucune impulsion. Le déclenchement des données est effectué en exigeant que l'amplitude de l'impulsion soit supérieure à 5σ du bruit de fond de la ligne de base et que le coefficient de corrélation de Pearson [235] calculé par rapport à l'impulsion moyenne soit > 0.3 . Cette dernière coupure a un impact assez léger et permet de conserver la grande majorité des signaux. Pour chaque événement déclenché, le programme évalue l'amplitude du signal et calcule différents paramètres reliés à la forme du signal. Pour obtenir la coïncidence entre le cristal et le détecteur de lumière, on utilise les positions de déclenchement du cristal et on prend en compte la différence temporelle avec le détecteur de lumière. À l'issue de ce processus, environ 630 heures de données sont traitées.

7.2.3 Stabilisation

Les données traitées sont ensuite stabilisées, i.e. les amplitudes sont corrigées d'une éventuelle fluctuation thermique pendant la prise de données. Cette correction est effectuée grâce à la puce en silicium (heater) qui produit des impulsions dont les amplitudes sont constantes s'il n'y a pas de fluctuation de température. La figure 7.4 représente l'amplitude de l'impulsion en fonction de la valeur de la ligne de base pour les événements heater. On observe une anti-corrélation, quand la valeur de la ligne de base augmente, la valeur de l'amplitude diminue. On redresse alors ces points de telle sorte que l'amplitude

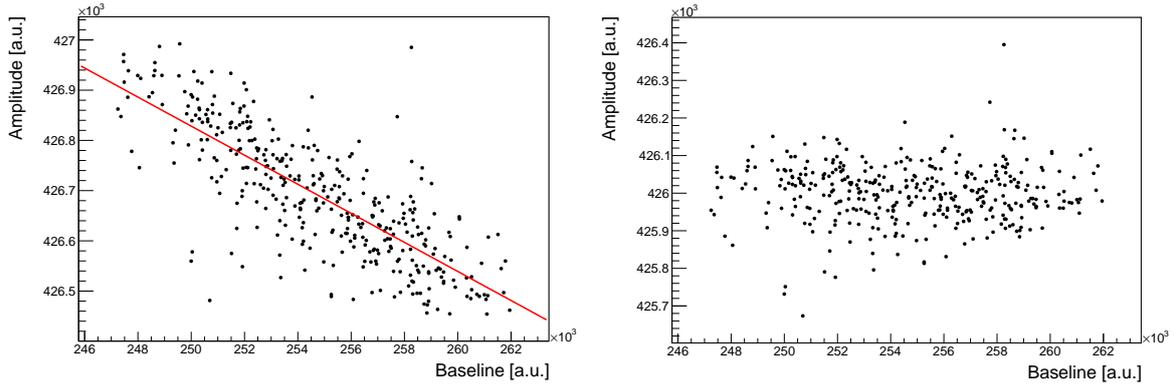


FIGURE 7.4 – Amplitude des évènements heater en fonction de la valeur de la ligne de base (gauche). On observe une anti-corrélation causée par la fluctuation de la ligne de base, i.e. de la température. Ces amplitudes sont ajustées puis redressées (droite) de telle sorte à correspondre à une amplitude constante.

soit la même pour n'importe quelle valeur de ligne de base. En redressant ainsi toutes les données, on corrige les fluctuations thermiques éventuelles. La stabilisation est effectuée séparément sur différentes périodes temporelles pour obtenir la meilleure résolution énergétique possible. La stabilisation est améliorée dans un second temps en utilisant les données du détecteur de lumière. En effet, on doit observer une anti-corrélation entre l'énergie déposée dans le cristal et dans le détecteur de lumière étant donné que l'énergie totale d'un évènement se répartit entre la chaleur et la scintillation. On peut observer assez clairement cette anti-corrélation pour différents pics γ des données. On corrige en sélectionnant le pic à 1764 keV, voir figure 7.5, en effectuant une correction analogue à celle effectuée pour la fluctuation de température. Ce pic est choisi car il est relativement intense et est situé dans une région en énergie où il y a très peu d'évènements. L'effet de la stabilisation peut être observé sur la figure 7.6 pour

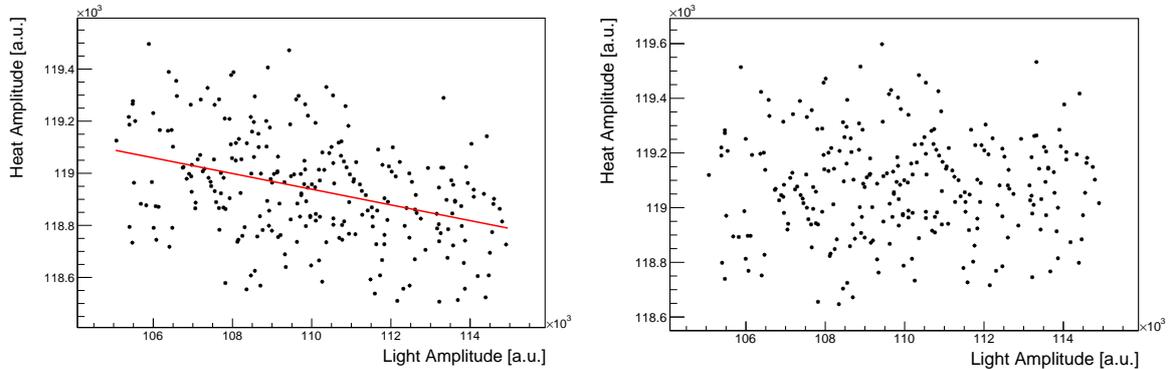


FIGURE 7.5 – Amplitudes de la voie chaleur en fonction de l'amplitude de la voie lumière (gauche). L'anti-corrélation est corrigée (droite) de telle sorte à correspondre à une amplitude de chaleur constante.

l'exemple du pic γ de 609 keV. En bleu, sont représentées les données avant la stabilisation, en rouge après avoir corrigé les fluctuations en température, et en noir en ajoutant la stabilisation utilisant le détecteur de lumière.

7.2.4 Calibration

Les données sont ensuite calibrées en énergie en utilisant les pics de la radioactivité γ naturelle observés dans le spectre, i.e. les pic à 352 keV, 609 keV, 1120 keV, et 1764 keV. Chaque pic est ajusté

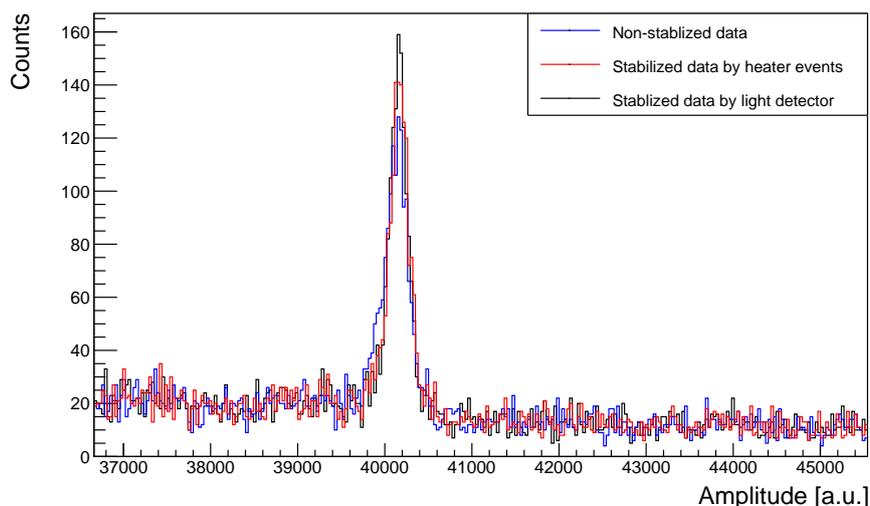


FIGURE 7.6 – Amplitudes au niveau du pic γ de 609 keV pour les données non-stabilisées (bleu), après la correction des possibles fluctuations de températures (rouge), et en ajoutant la stabilisation effectuée grâce au détecteur de lumière (noir). La stabilisation permet d’améliorer la résolution énergétique.

avec une fonction de type :

$$f(E) = p_1 \cdot E + p_2 + p_3 \cdot e^{-\frac{(E-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (7.8)$$

qui permet de reconstruire la forme des pics et d’obtenir la position μ de ceux-ci. Un exemple d’ajustement est présenté figure 7.7. La position des pics est ensuite ajustée avec une fonction polynomiale

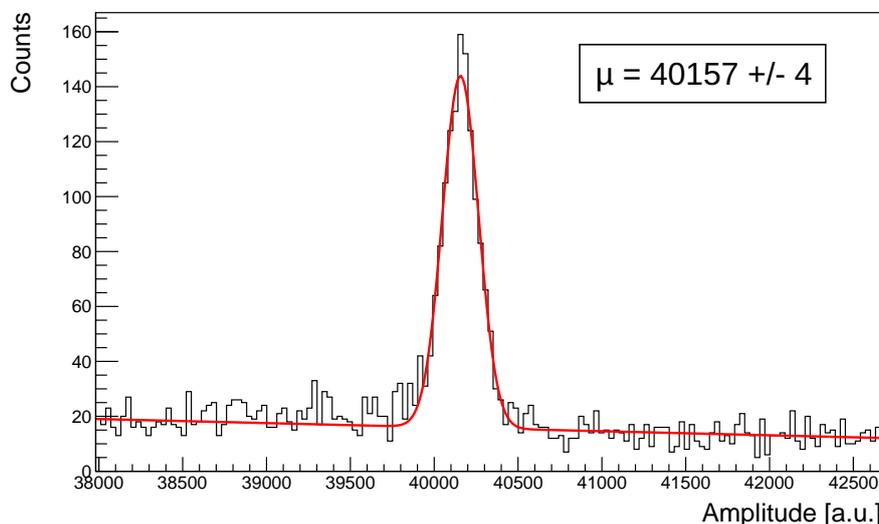


FIGURE 7.7 – Exemple d’un ajustement pour le pic γ d’énergie 609 keV avec la fonction définie équation 7.8. Cela permet d’obtenir la position du pic pour la calibration.

de degré deux passant par zéro :

$$E(A) = p_1 \cdot A^2 + p_2 \cdot A \quad (7.9)$$

comme montré figure 7.8.

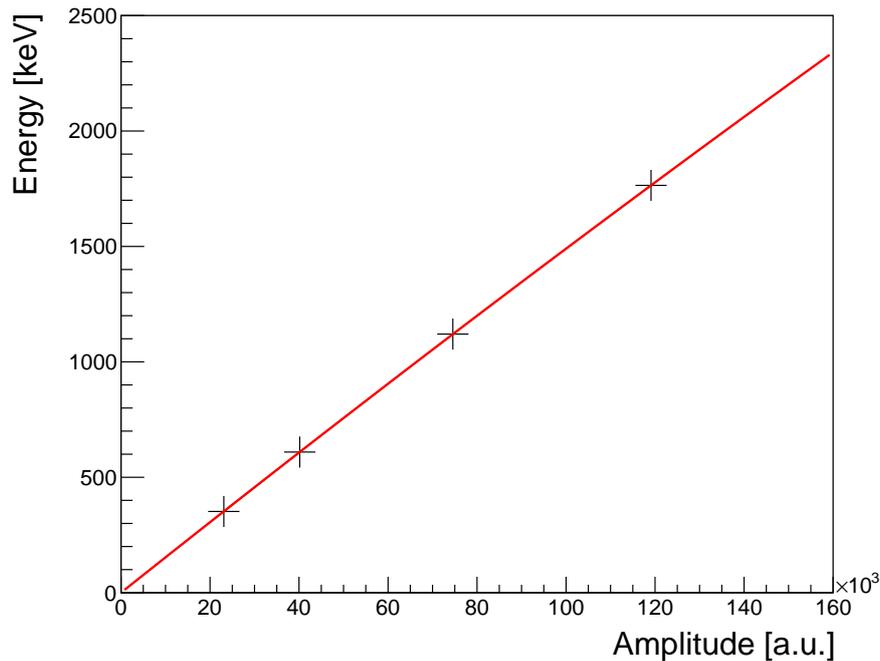


FIGURE 7.8 – Énergie de la littérature des pics γ observés en fonction de l’amplitude mesurée. Les points sont ajustés avec une fonction polynomiale de degré deux passant par zéro, voir équation 7.9.

7.2.5 Coupures

On applique ensuite un total de trois coupures sur les données :

- Coupure sur la ligne de base
- Coupure sur le paramètre TV (forme des signaux)
- Coupure en lumière

Coupure en ligne de base

Une coupure est appliquée aux données pour rejeter les évènements ayant une large fluctuation de leur ligne de base et des évènements pile-up, i.e. la coïncidence de deux signaux qui se somment, comme par exemple les évènements montrés sur la figure 7.9. On sélectionne les évènements ayant une moyenne quadratique de la ligne de base inférieure à 2000, voir figure 7.10.

Coupure sur TV

Une autre coupure basée sur la forme de l’impulsion est effectuée, via le paramètre TV qui est défini comme :

$$TV = \frac{\sum_{i=1}^N (J_i(w) - M_i(w))^2}{N}, \quad (7.10)$$

où la somme est effectuée sur le nombre de points N (qui correspond à la taille de la fenêtre temporelle multipliée par la fréquence d’échantillonnage), $J_i(w)$ est la valeur du signal filtré au point i , et $M_i(w)$ est la valeur de l’impulsion moyenne filtrée au point i . Une coupure dépendante de l’énergie est appliquée sur ce paramètre comme montré figure 7.11.

Elle permet notamment d’éliminer les pics parasites qui ne correspondent pas à des évènements physiques et qui ont une forme très différente de l’impulsion moyenne comme indiqué figure 7.12 (gauche).

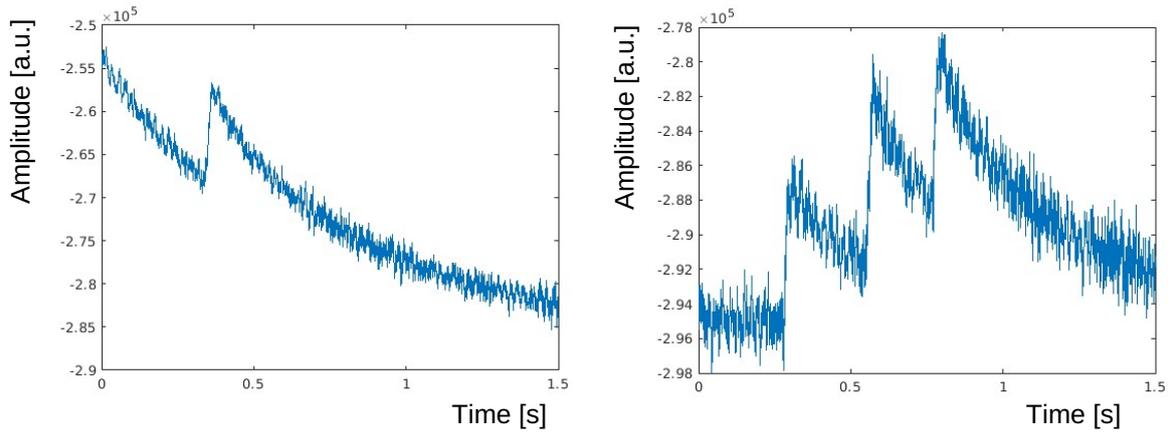


FIGURE 7.9 – Exemples d'évènements rejetés par la coupure sur la ligne de base. Cela permet notamment de rejeter les évènements de type pile-up.

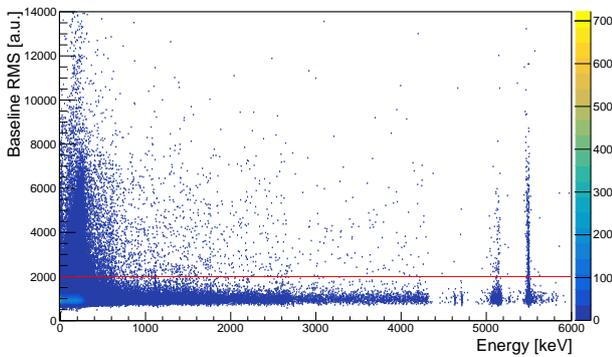


FIGURE 7.10 – Moyenne quadratique de la ligne de base en fonction de l'énergie. La moyenne quadratique est évaluée sur la première partie de l'impulsion. On sélectionne les évènements situés en dessous de la ligne rouge, i.e. ayant une moyenne quadratique inférieure à 2000. L'échelle de couleur représente le nombre de coups dans chaque bin.

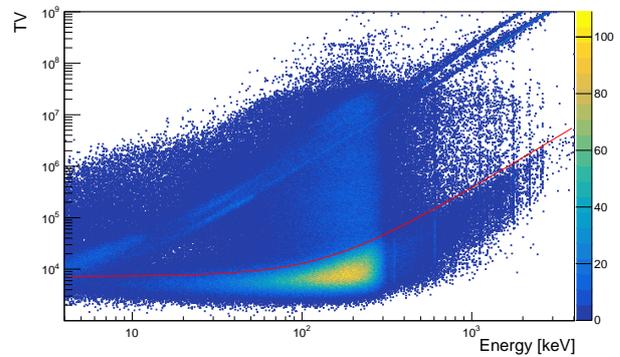


FIGURE 7.11 – Paramètre TV en fonction de l'énergie. Plus la valeur de TV est petite, plus l'impulsion ressemble à l'impulsion moyenne. La ligne rouge représente la coupure qui est appliquée pour éliminer les évènements de bruit et de pile-up. L'échelle de couleur représente le nombre de coups dans chaque bin.

La coupure permet également de rejeter les pile-up restant comme présenté figure 7.12 (droite). La coupure est déterminée de telle sorte à garder la distribution avec les valeurs de TV plus petites, ce qui correspond aux impulsions les plus ressemblantes à l'impulsion moyenne. On sélectionne alors les évènements situés en dessous de la ligne rouge. La distribution avec les valeurs de TV plus élevées correspond majoritairement à des pics parasites comme celui montré figure 7.12 (gauche). La coupure est effectuée de sorte à s'assurer de rejeter tous ces évènements non-physiques et ces pile-up, ce qui est vérifié plus en détail dans la partie concernant l'injection des données (voir section 7.2.7).

Coupure en lumière

Une dernière coupure est effectuée en utilisant le détecteur de lumière. Comme indiqué sur la figure 7.13, qui représente l'énergie détectée par le détecteur de lumière en fonction de l'énergie déposée dans le cristal, on observe une bande qui correspond aux évènements β/γ qui ont un taux de scintillation plus important que les particules α . Cette coupure permet également de rejeter une partie des pile-up

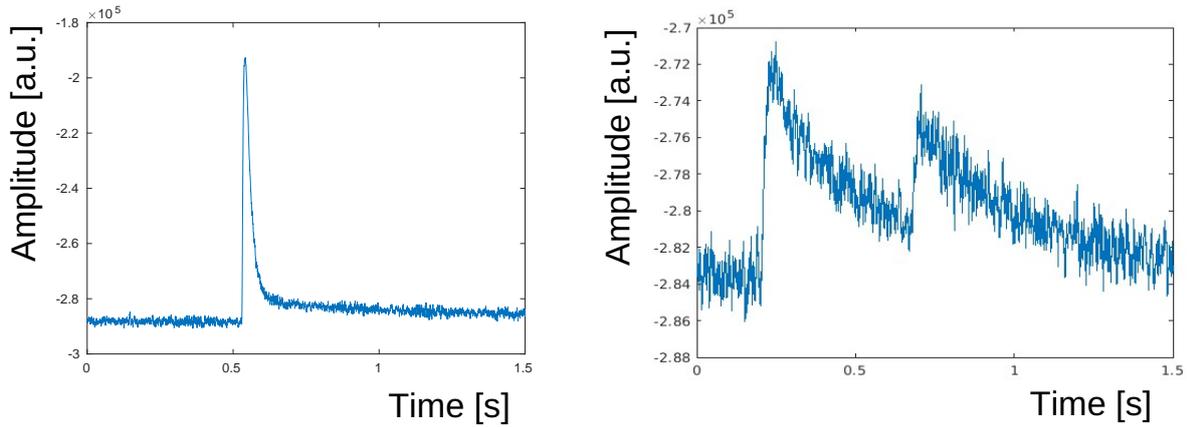


FIGURE 7.12 – Exemples d'évènements rejetés par la coupure sur le paramètre TV. Cela permet notamment de rejeter les évènements de type pile-up.

restants. En effet dans la partie de plus basse énergie, < 500 keV, là où le taux d'évènements est

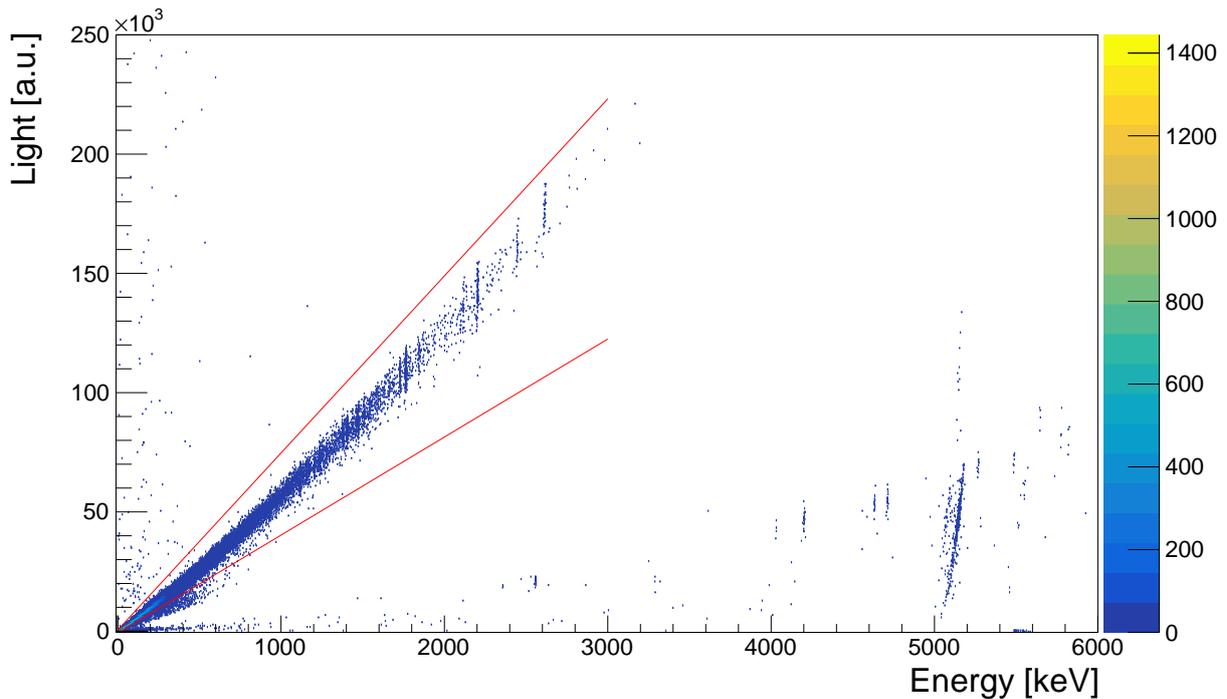


FIGURE 7.13 – Amplitude de la voie lumière en fonction de l'énergie déposée dans le cristal. Une coupure est effectuée pour conserver les évènements β/γ situés entre les deux traits rouge. La coupure permet de rejeter les α et également quelques pile-up restant. On remarque les contaminations α à haute énergie provenant des chaînes de désintégrations du ^{232}Th et du ^{238}U , en particulier une contamination du ^{210}Po reconstruite autour de 5 MeV. On remarque aussi une petite contamination du ^{180}W et du ^{147}Sm mesurés ici respectivement à une énergie de 2560 keV et 2360 keV. L'échelle de couleur représente le nombre de coups dans chaque bin.

le plus important dû à la décroissance β du ^{113}Cd ($Q_\beta = 324$ keV) on observe que la bande β/γ s'étend vers un taux de scintillation plus bas. Ces évènements correspondent à des pile-up qui ne sont pas identifiés en tant que tels par le cristal à cause de sa résolution temporelle. Le détecteur de lumière ayant une résolution temporelle bien meilleure, le pile-up est par contre visible dans le

détecteur de lumière comme montré figure 7.14. Ces évènements ayant une structure avec deux pics, la reconstruction de l'amplitude par le programme est biaisée vers de plus basses amplitudes. En effet, l'amplitude reconstruite ne correspond pas à la somme des deux impulsions, et l'évènement n'apparaît donc pas dans la bande β/γ .

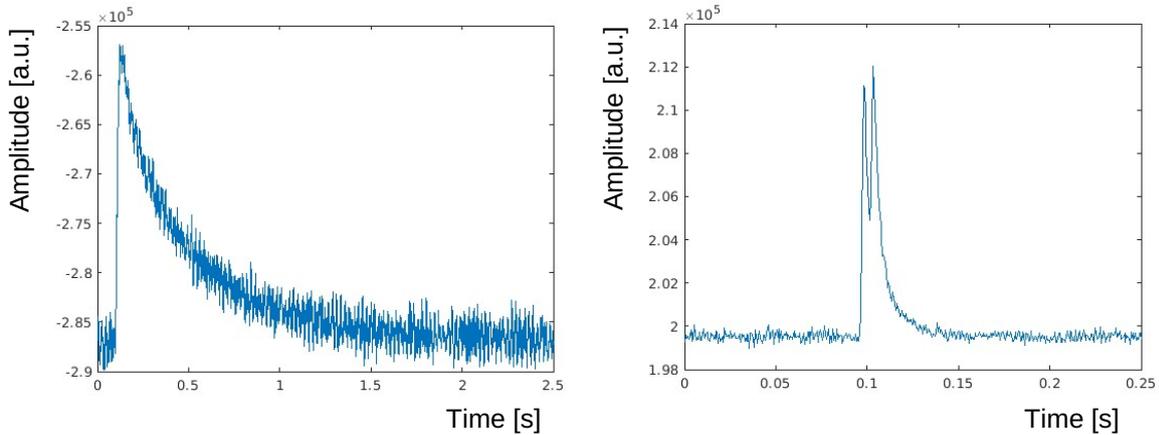


FIGURE 7.14 – Exemple d'un évènement pile-up rejeté par la coupure sur la lumière. À gauche, le signal chaleur qui ne permet pas de distinguer un pile-up étant donné la résolution temporelle, à droite le même évènement dans la voie lumière. Ici le pile-up est net, et l'évènement est rejeté par la coupure, car la reconstruction de l'amplitude de la lumière ne correspond pas à la somme des amplitudes des deux impulsions.

7.2.6 Résolution énergétique

La résolution énergétique est mesurée pour chaque pic de la radioactivité γ naturelle observé dans les données, à savoir les pics utilisés pour la calibration plus le pic à 2204 keV du ^{214}Bi qui est maintenant plus clairement identifiable grâce aux coupures. Les formes des pics sont ajustées avec une fonction identique à celle de la calibration, voir équation 7.8. Les résolutions énergétiques obtenues sont ensuite ajustées par une fonction de la forme :

$$\sigma(E) = \sqrt{\sigma_0^2 + p_1 E + p_2 E^2}, \quad (7.11)$$

où σ_0 est relié au bruit de la ligne de base, et p_1 et p_2 représentent la dépendance énergétique. La résolution obtenue est présentée figure 7.15. La résolution énergétique sera considérée comme une source d'erreur systématique dans la suite de l'analyse. On mesure le biais en énergie de la calibration en comparant la position reconstruite des pics avec les valeurs de la littérature, comme présenté figure 7.16. La partie haute montre les valeurs des énergies reconstruites en fonction des énergies de la littérature des différents pics. La partie basse montre les résidus définis comme $\mu - \mu_{\text{lit}}$. On observe un biais en énergie de maximum 1 keV dans la région d'intérêt, à savoir $E < 330$ keV, en extrapolant avec une fonction polynomiale du troisième ordre. L'origine de ce biais pourrait être une petite imprécision dans la calibration qui peut être due au fait que la fonction choisie n'était pas optimale. Cela peut également venir du fait que la calibration a été effectuée avant les coupures. On décide donc de corriger les données de ce biais, et on obtient maintenant un biais en énergie négligeable comme indiqué sur la figure 7.17. Cette correction associée à l'excellente résolution énergétique pour des énergies inférieures à 330 keV, nous permettent alors d'obtenir une mesure précise de la forme spectrale du ^{113}Cd .

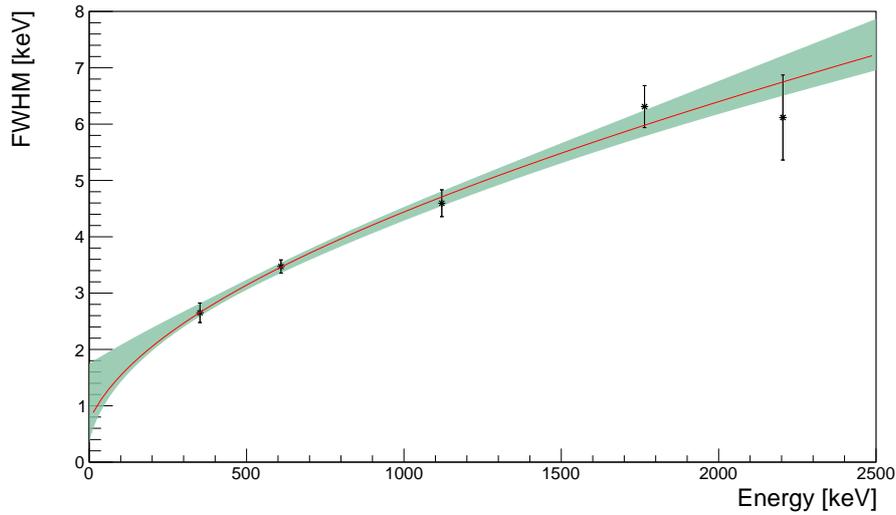


FIGURE 7.15 – Résolution énergétique (FWHM) en fonction de l'énergie. La courbe rouge représente l'ajustement des points avec la fonction 7.11. La bande verte représente l'intervalle de fluctuation à 1σ . Elle sera utilisée pour l'évaluation des systématiques, voir section 7.4.5.

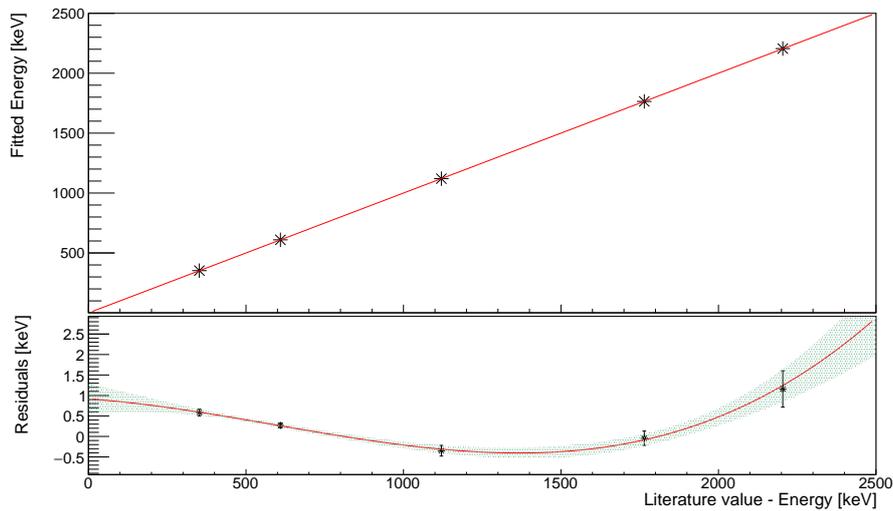


FIGURE 7.16 – Biais en énergie des données. La partie haute représente l'énergie reconstruite des pics γ en fonction de l'énergie de la littérature. La partie basse correspond aux résidus définis comme $\mu - \mu_{lit}$ ajustés avec une fonction polynomiale du troisième ordre.

7.2.7 Efficacité

L'efficacité est obtenue en utilisant une méthode d'injection d'impulsions. Une impulsion moyenne est construite de manière analogue à celle construite pour le filtre optimal. Cette fois-ci, l'impulsion est créée avec une fenêtre temporelle suffisamment large tel que l'amplitude revienne à zéro. Les deux impulsions moyennes sont comparées figure 7.18. On observe que les deux impulsions sont bien compatibles. Cette impulsion moyenne est ensuite injectée dans un stream de données réelles, avec une amplitude normalisée à l'énergie désirée. Ces données synthétiques sont ensuite traitées et analysées de la même manière que les vraies données, soit, avec la même stabilisation, la même calibration et les mêmes coupures. L'efficacité est alors évaluée comme la fraction d'évènements obtenus à la fin de l'analyse par rapport au nombre d'impulsions injectées. Environ 10 amplitudes différentes sont injectées

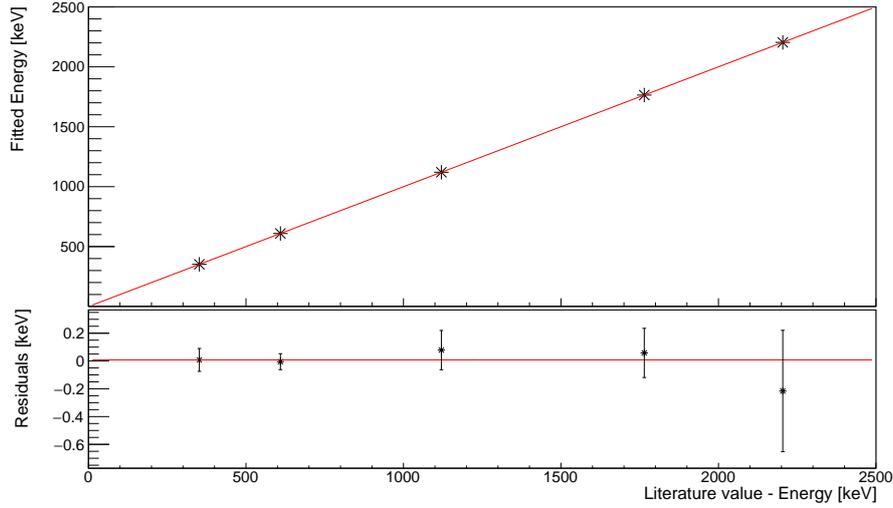


FIGURE 7.17 – Biais résiduel en énergie après avoir effectué la correction. La partie haute représente l'énergie reconstruite des pics γ en fonction de l'énergie de la littérature. La partie basse correspond aux résidus définis comme $\mu - \mu_{lit}$ ajustés avec une constante. Le biais final ainsi obtenu est négligeable.

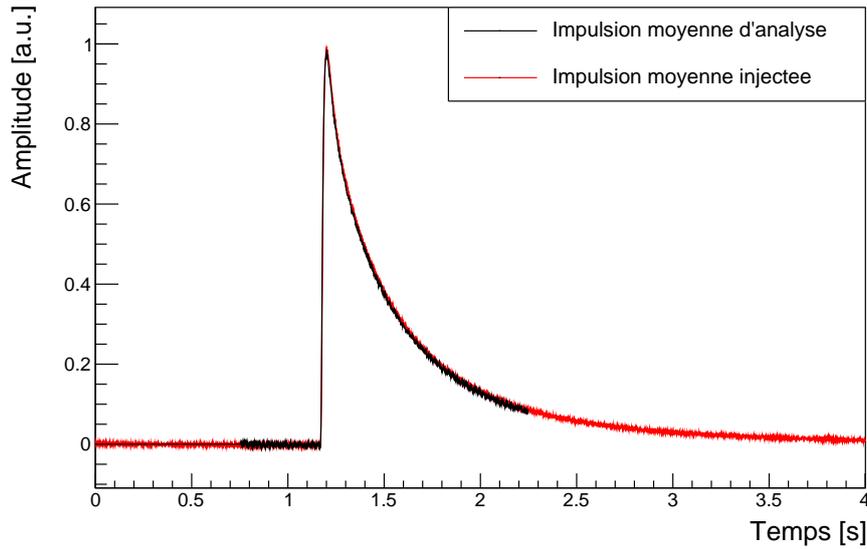


FIGURE 7.18 – Signal moyen de la voie chaleur utilisé dans l'analyse (noir), voir figure 7.2, comparé au signal moyen construit pour l'injection (rouge). Le signal utilisé pour l'injection est construit avec une fenêtre temporelle suffisamment large pour éviter tout effet de bord. Les deux signaux sont bien compatibles.

entre 7 keV et 3000 keV. Pour chaque amplitude, 5000 impulsions sont injectées toutes les 5 fenêtres de 5 secondes. Au sein de chaque fenêtre, la position de l'impulsion est aléatoire. L'injection de 5000 impulsions permet d'obtenir une efficacité avec une incertitude statistique inférieure à 2.5 % pour chaque amplitude injectée. L'efficacité en fonction de l'énergie est présentée figure 7.19. Les points sont ajustés avec une fonction phénoménologique définie comme :

$$\epsilon(E) = p_0 \ln(E + p_1) + p_2. \quad (7.12)$$

Une éventuelle dépendance énergétique de la forme de l'impulsion est étudiée en comparant les temps de montée et de descente des impulsions injectées et des données réelles, comme montré figure 7.20 pour une injection à 300 keV. Le temps de montée est défini comme la différence de temps entre l'amplitude

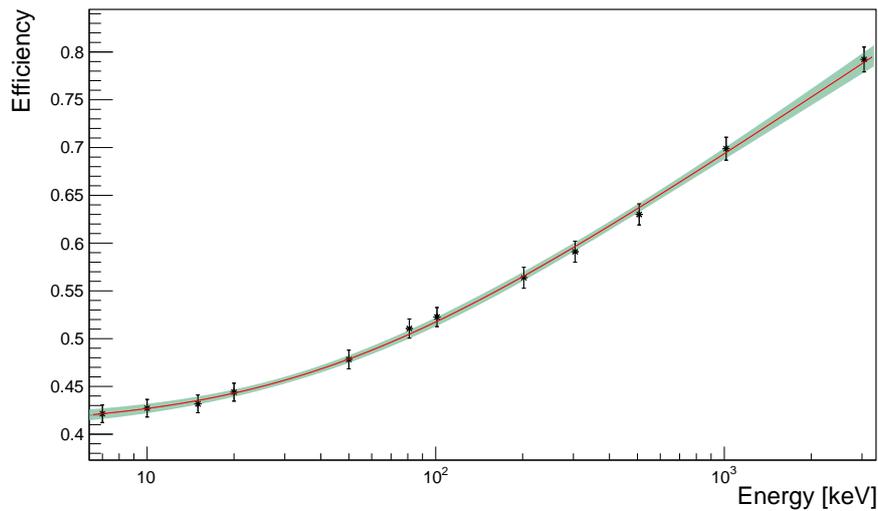


FIGURE 7.19 – Efficacité en fonction de l'énergie. Les points sont obtenus par la méthode d'injection des impulsions et sont ajustés avec une fonction phénoménologique définie équation 7.12. La bande verte représente l'intervalle de fluctuation à 1σ . Elle sera utilisée pour l'évaluation des systématiques, voir section 7.4.5.

à 10 % et 90 % de l'amplitude totale et le temps de descente entre l'amplitude à 90 % et 30 % de l'amplitude totale. On observe que dans les deux cas, les deux distributions sont bien compatibles, on n'observe donc pas de biais sur la forme des signaux. On peut cependant observer des valeurs négatives pour les temps de montée qui sont liées à une mauvaise reconstruction de ce paramètre au moment du traitement, cela n'a pas d'impact réel sur la forme des signaux. On vérifie également que la distribution des événements injectés suit bien les données réelles dans la distribution du paramètre TV , comme indiqué figure 7.21 pour une énergie de 15.0 ± 1.5 keV.

L'efficacité obtenue ne permet cependant pas de prendre en compte l'effet de la coupure utilisant le détecteur de lumière. Cette coupure ayant un effet relativement négligeable, on peut considérer dans une bonne approximation que l'efficacité de cette coupure est de 100 %.

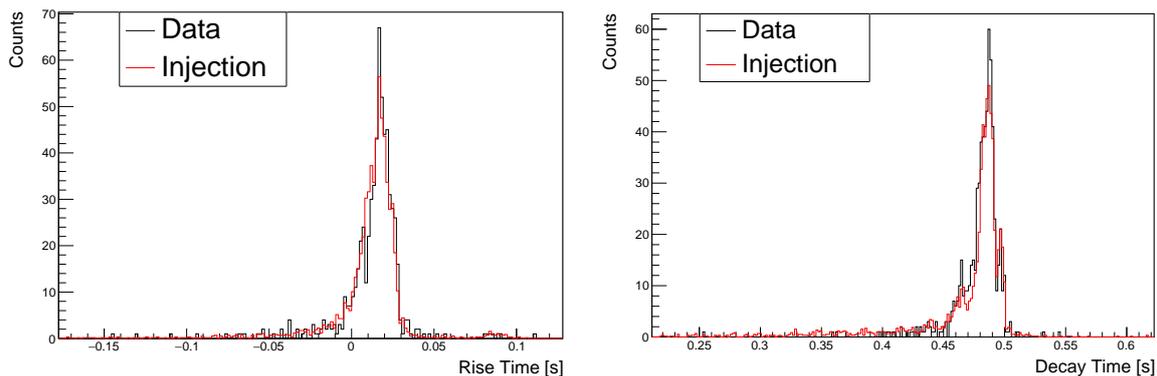


FIGURE 7.20 – Comparaison du temps de montée (gauche) et du temps de descente (droite) entre les données réelles et les données injectées. Les deux distributions sont bien compatibles dans les deux cas. On conclut alors qu'il n'y a pas de biais lié à la forme des signaux.

7.2.8 Seuil d'analyse

La méthode d'injection d'impulsions permet aussi de déterminer le seuil énergétique de l'analyse. Sur la figure 7.11, on remarque que dans la zone d'énergie inférieure à 10 keV, la séparation entre les "bons" évènements et le bruit ou les pile-ups est difficile. Le seuil d'analyse est défini comme l'énergie à partir de laquelle la coupure en TV permet une contamination en évènements de "bruit" inférieure à 1%. Ceci est donc déterminé grâce à la méthode d'injection. La figure 7.21 montre la distribution des données réelles et les données injectées pour une énergie de 15.0 ± 1.5 keV. La ligne bleue représente la coupure sur la variable TV qui a été fixée précédemment. La distribution avec les grandes valeurs de TV dans les données réelles correspond à des évènements de bruit. En ajustant cette distribution avec une fonction gaussienne, on peut extrapoler la quantité de mauvais évènements qui atteignent la partie à gauche de la coupure. Pour une énergie de 15 keV, on obtient bien une contamination des évènements de bruits inférieure à 1% et on définit alors le seuil d'analyse à 15 keV.

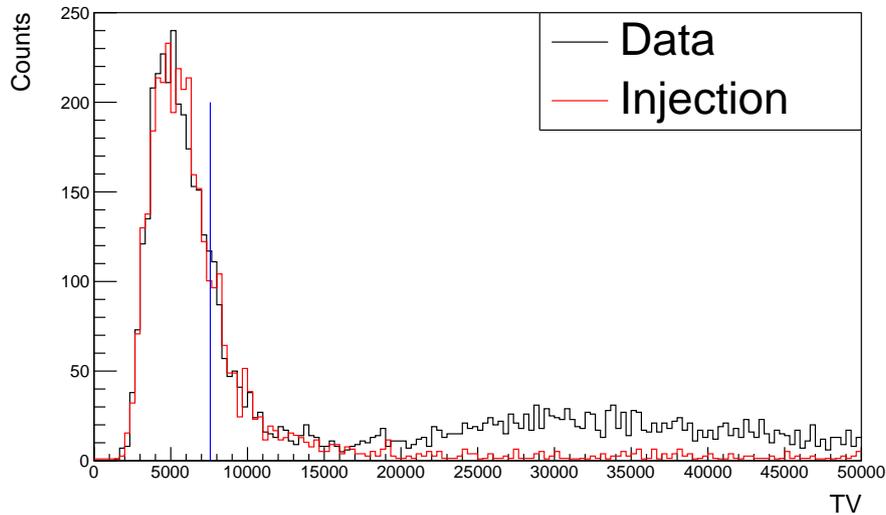


FIGURE 7.21 – Paramètre TV pour les données réelles et les données injectées pour une énergie de 15 keV. La ligne bleue représente la coupure en TV qui a été fixé précédemment. Les deux distributions sont bien en accord pour la partie à gauche de la ligne bleue qui correspond aux "bons" évènements.

7.2.9 Spectre énergétique du CdWO_4

Le spectre obtenu à l'issue de l'analyse de données est présenté figure 7.22. On voit clairement le spectre β du ^{113}Cd pour des énergies inférieures à 330 keV. Au-delà de cette énergie, les pics de la radioactivité naturelle utilisés pour la calibration et la résolution énergétique sont visibles. Ils proviennent des désintégrations du ^{214}Pb et du ^{214}Bi principalement. On observe également le pic du ^{40}K à une énergie de 1460 keV et le pic du ^{208}Tl à 2615 keV. Il est également possible de distinguer un petit pic dans le spectre β à une énergie de 295 keV venant du ^{214}Pb .

Sur la figure 7.13, on observe des contaminations α en provenance des chaînes du ^{232}Th et du ^{238}U , en particulier du ^{210}Po reconstruit autour d'une énergie de 5 MeV. On détaille ces contaminations dans la section suivante. On peut également noter deux légères contaminations α qui ne proviennent pas des chaînes du ^{232}Th et du ^{238}U , déjà identifiées par [236] dans le même cristal. Une population correspond au ^{147}Sm , avec $Q_\alpha = 2311$ keV [225], observée à 2360 keV. La plus intense, ici observée

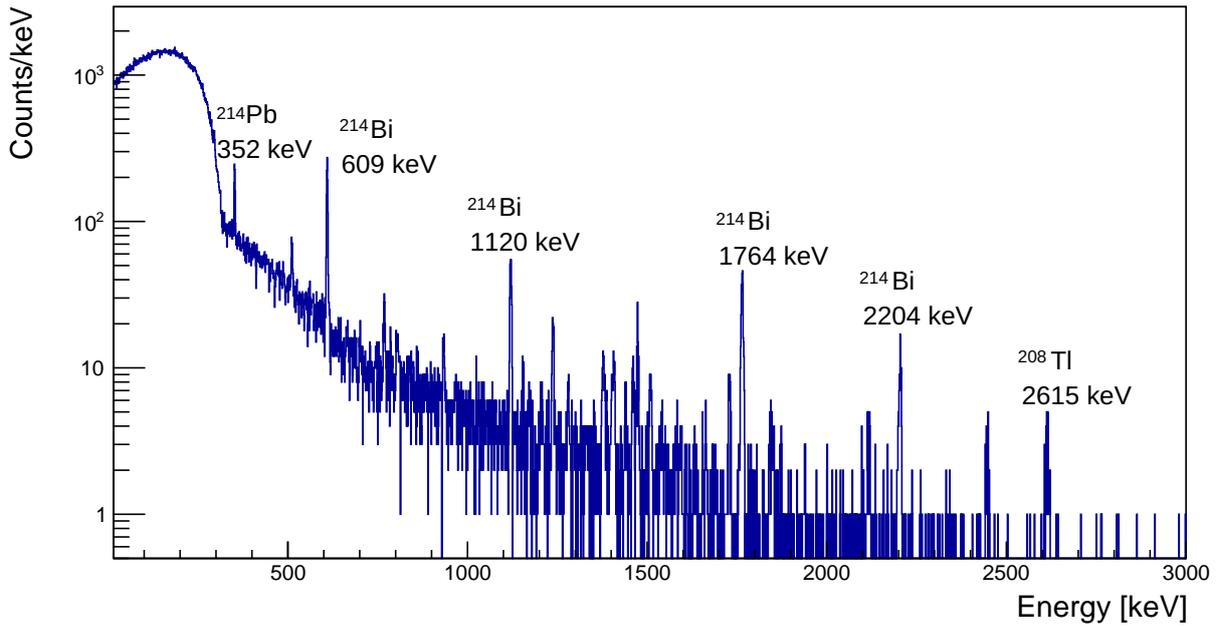


FIGURE 7.22 – Spectre énergétique du cristal de CdWO_4 . On peut observer le spectre β du ^{113}Cd qui se termine à ~ 330 keV, et les pics de la radioactivité γ naturelle provenant majoritairement du ^{214}Bi et du ^{214}Pb .

à 2560 keV, correspond à la désintégration α du ^{180}W , de Q-value égale à 2515.3 keV [225] présent naturellement dans le cristal. Ce décalage en énergie est dû à la non-linéarité de la calibration entre le dépôt d'énergie par des particules β ou γ et les particules α qui est régulièrement observé dans les expériences bolométriques [237, 238]. Il est alors possible de faire une estimation de la demi-vie du ^{180}W comme étant :

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2) \cdot \epsilon \cdot t \cdot N_W}{N_{obs}}, \quad (7.13)$$

où $\epsilon = 77.7\%$ est l'efficacité évaluée par la fonction 7.12 pour une énergie de 2560 keV, t est le temps d'acquisition, N_W est le nombre d'atomes de ^{180}W dans le cristal, et $N_{obs} = 19$ est le nombre de désintégrations observées. En considérant une abondance isotopique de 0.12 % [80], et la masse totale du cristal étant 433.61 g, on obtient $N_W = 8.70 \times 10^{20}$ atomes. On obtient finalement une demi-vie $T_{1/2} = 1.8 \pm 0.4 \times 10^{18}$ ans, compatible avec les valeurs obtenues par [239, 240, 241, 242]. On compare cette valeur avec les résultats des autres expériences dans le tableau 7.2.

Type de cristal	Demi-vie du ^{180}W [années]	Référence
CdWO_4	$1.8 \pm 0.4 \times 10^{18}$	Ce travail
CdWO_4	$1.1_{-0.4}^{+0.8}$ (stat.) ± 0.3 (syst.) $\times 10^{18}$	[239]
CaWO_4	$1.8 \pm 0.2 \times 10^{18}$	[241]
CaWO_4	$1.0_{-0.3}^{+0.7} \times 10^{18}$	[240]
ZnWO_4	$1.3_{-0.5}^{+0.6} \times 10^{18}$	[242]

TABLE 7.2 – Mesures expérimentales de la demi-vie du ^{180}W . La mesure extraite par cette étude est compatible avec les résultats expérimentaux précédents.

7.3 Modélisation du bruit de fond

Pour extraire la forme spectrale de la désintégration β du ^{113}Cd il faut établir le niveau du bruit de fond provenant de la radioactivité naturelle en particulier dans la région d'énergie inférieure à 330 keV. Pour cela des simulations Monte-Carlo ont été réalisées avec GEANT4 version 10.05 [243]. La géométrie de l'expérience est implémentée, cela inclut les six cristaux, les pièces en cuivre qui les soutiennent, les écrans du cryostat, et le blindage en plomb. Les désintégrations des éléments des chaînes du ^{232}Th et du ^{238}U sont effectuées en utilisant Decay0 [244], en ne générant que les émetteurs β/γ . Les simulations sont effectuées avec le modèle G4EmStandardPhysics [198], et les coupures de longueurs de productions sont de 1 mm. En diminuant ce seuil et en variant le modèle physique utilisé, aucune différence significative n'est observée dans les spectres. Un modèle simple du bruit de fond est construit en simulant les désintégrations dans le cristal, dans les structures en cuivre, dans le plateau en cuivre du cryostat à 10 mK (situé au-dessus des détecteurs), dans le blindage en plomb, dans l'air situé entre le dernier écran du cryostat et le plomb, et dans une source externe au plomb. Dans les composantes proches, i.e. le cristal, les pièces en cuivre, et le plateau, sont simulés le ^{214}Pb et le ^{214}Bi , considérés à l'équilibre, le ^{212}Pb , le ^{212}Bi , et le ^{208}Tl , considérés à l'équilibre, ainsi que le ^{40}K . Dans les cristaux, sont également générées les désintégrations du ^{210}Pb et du ^{210}Bi , considérés à l'équilibre, du $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ et du ^{87}Rb . Le ^{87}Rb a déjà été observé dans ce cristal dans [233], et le $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ est un élément pouvant être présent dû à la catastrophe nucléaire de Chernobyl [106]. Dans le volume d'air, seules les désintégrations du ^{214}Pb et du ^{214}Bi à l'équilibre provenant du ^{222}Rn naturellement présent dans l'air sont considérées. Dans le plomb est générée la décroissance du ^{210}Bi originaire du ^{210}Pb qui lui n'est pas simulé étant donné les petites énergies des particules β et γ (< 65 keV) qui ne pourront pas déposer de l'énergie dans le cristal. La source externe a été simulée en considérant une surface externe au volume de plomb. Sur cette surface ne sont générées que les désintégrations du ^{40}K , du ^{214}Bi , et du ^{208}Tl qui sont les seuls ayant des γ d'énergie suffisante pour traverser l'épaisseur de plomb. Une dernière contribution est celle des "pile-up" qui pourraient subsister malgré les coupures. Ce spectre est obtenu en convoluant le spectre des données avec lui-même.

Pour estimer le bruit de fond, un fit des données par les simulations Monte-Carlo est effectué. Cela consiste en un fit du maximum de vraisemblance ("binned maximum likelihood"), en utilisant une méthode de Monte-Carlo par chaînes de Markov (MCMC) [201], développée par les collaborations CUORE et CUPID-0 [189, 190] basée sur le logiciel JAGS [199, 200], de manière analogue au fit effectué dans le chapitre 4. Pour contraindre au mieux le bruit de fond, on effectue un fit simultané des données du cristal de CWO et des données d'un cristal de Li_2MoO_4 (LMO) appauvri en ^{100}Mo , et qui par conséquent présente une faible contribution $2\nu\beta\beta$. Cela permet notamment de contraindre le bruit de fond dans la région d'énergie inférieure à 330 keV. Les données du LMO ont été analysées de manière analogue à ce qui a été présenté pour le CWO, i.e. l'utilisation du filtre optimal pour le traitement des données, et des coupures basées sur la forme des impulsions. De même, la résolution a été mesurée pour les pics de la radioactivité naturelle et l'efficacité évaluée à l'aide de la méthode d'injection d'impulsions. Les résolutions énergétiques de chacun des deux cristaux sont prises en compte dans les simulations, et les efficacités sont également prises en compte pour le fit. Les deux spectres de données sont donc ajustés simultanément. L'intervalle du fit est de [330 - 3200] keV pour le CWO et [25 - 3200] keV pour le LMO, en utilisant un binning variable avec un minimum de 30 coups par bin et une taille minimale de 10 keV. Le binning est effectué de telle sorte que chacun des pics γ ne soient contenus dans un seul bin, pour diminuer les incertitudes liées à la réponse du détecteur. Les différentes composantes du fit sont toutes considérées avec des priors non-informatifs.

Le résultat du fit est montré figure 7.23, les deux spectres sont relativement bien décrits, avec

un léger désaccord entre le CWO et le LMO dans la gamme d'énergie < 400 keV et < 150 keV respectivement. Le manque d'évènements dans la reconstruction du fit à basse énergie pour le LMO

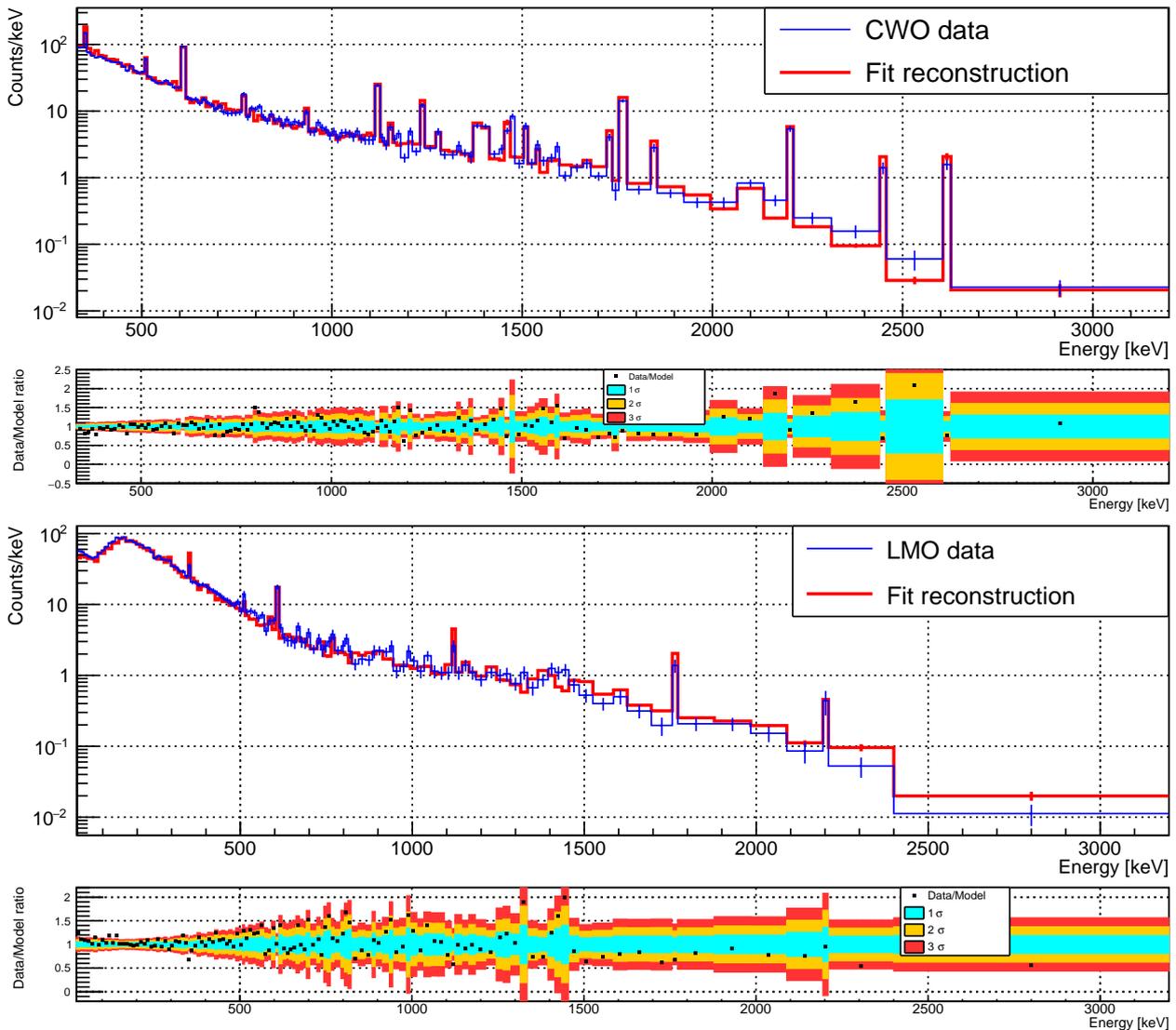


FIGURE 7.23 – Données expérimentales des cristaux CWO (haut) et LMO (bas) comparées à la reconstruction du fit. Les panneaux inférieurs représentent le rapport entre le nombre de coups expérimentaux et reconstruits pour chaque bin. Les couleurs indiquent les incertitudes à ± 1 , ± 2 , et $\pm 3 \sigma$.

peut partiellement être expliqué par le fait qu'aucune contamination interne au cristal LMO n'a été incluse dans le fit, et ce, afin de garder un nombre réduit de degré de liberté. L'utilisation du spectre du cristal LMO permet de contraindre le bruit de fond externe aux cristaux. Les activités obtenues peuvent être comparées à des mesures précédemment effectuées. Les activités obtenues dans le fit et les mesures sont indiquées dans le tableau 7.3.

De manière générale, les mesures sont en accord avec les résultats du fit, les composantes pour lesquelles les différences sont plus importantes peuvent s'expliquer par le fait que le modèle de bruit de fond ne contient qu'un nombre limité de sources. Le plateau en cuivre a des activités relativement importantes. Cette contribution représente l'activité en provenance du haut du cryostat, mais aussi de manière plus générale tout élément du cryostat qui ne serait pas pris en compte dans le modèle. En particulier, l'activité observée pourrait être expliquée par l'unité de dilution, ou d'autres éléments

Composante	Noyau	Activité du fit [mBq/kg]	Mesure [mBq/kg]
CWO	$^{214}\text{Pb} - ^{214}\text{Bi}$	< 0.24	< 0.018
CWO	$^{210}\text{Pb} - ^{210}\text{Bi}$	< 0.37	-
CWO	$^{212}\text{Pb} - ^{212}\text{Bi} - ^{208}\text{Tl}$	< 0.40	0.008 ± 0.004
CWO	^{40}K	0.99 ± 0.35	< 5
CWO	$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	1.35 ± 0.20	< 1
CWO	^{87}Rb	-	3.1 ± 0.9^a
Support en cuivre ^b	$^{214}\text{Pb} - ^{214}\text{Bi}$	0.36 ± 0.11	0.6 ± 0.1
Support en cuivre	$^{212}\text{Pb} - ^{212}\text{Bi} - ^{208}\text{Tl}$	0.07 ± 0.03	0.3 ± 0.1
Support en cuivre	^{40}K	0.57 ± 0.16	< 3.0
Plateau 10mK ^c	$^{214}\text{Pb} - ^{214}\text{Bi}$	570 ± 60	-
Plateau 10mK	$^{212}\text{Pb} - ^{212}\text{Bi} - ^{208}\text{Tl}$	< 33	-
Plateau 10mK	^{40}K	< 56	-
Blindage en plomb	^{210}Bi	58 ± 2	58 ± 9
Composante	Noyau	Activité [Bq/m ³]	Mesure [Bq/m ³]
Air	$^{214}\text{Pb} - ^{214}\text{Bi}$	15 ± 8	~ 90
Composante	Noyau	Activité [Bq/cm ²]	Mesure [mBq/cm ²]
Environnement	^{214}Bi	0.20 ± 0.01	0.35 ± 0.03
Environnement	^{208}Tl	< 0.005	0.19 ± 0.04
Environnement	^{40}K	0.12 ± 0.06	0.52 ± 0.23

TABLE 7.3 – Activités obtenues par le fit comparées aux mesures de [233] pour les cristaux et de [245] pour l'air, le blindage en plomb et les γ de l'environnement. Les pièces en cuivre ont été mesurées par [245] et [246]. ^a Activité mesurée par ICPMS. ^b L'activité est estimée en considérant également les écrans du cryostat. ^c La contribution compte pour tous les éléments situés en haut du cryostat.

pouvant être fortement contaminés et situés au-dessus du cryostat. Cette activité pourrait également venir de l'électronique par exemple. Le blindage en plomb de 13 cm permet en théorie de réduire ce bruit de fond par un facteur $\sim 10^4$. Les activités des supports en cuivre sont estimées en considérant que cette contribution compte également pour les écrans en cuivres. On compare les activités avec les mesures de l'écran à 10 mK qui sont alors bien compatibles. Pour la composante environnementale, la mesure correspond à la somme des radionucléides de chaque chaîne. Les résultats obtenus dans le fit sont alors complètement compatibles avec les mesures. Les valeurs des activités des cristaux proviennent de [233]. À partir du spectre α il est également possible d'estimer ces activités. En effectuant simplement

un comptage dans ce spectre, on obtient les activités répertoriées dans le tableau 7.4, compatibles avec le résultat du fit et les mesures précédentes. Dans le cas particulier du ^{210}Po qui peut avoir une composante en volume ou en surface, révélé par la présence du pic au niveau de l'énergie de l'alpha ou au niveau de la Q-value, on a supposé ici que toute l'activité provenait du volume. Une calibration plus précise de la partie alpha aurait été nécessaire pour une mesure plus précise, mais ce n'est pas primordial dans notre analyse.

Noyau	Activité spectre α [mBq/kg]	Valeur précédente [mBq/kg]
^{232}Th	$\sim 0.008 \pm 0.003$	< 0.026
^{228}Th	$\sim 0.015 \pm 0.004$	0.008 ± 0.004
^{224}Ra	$\sim 0.015 \pm 0.005$	-
^{238}U	$\sim 0.030 \pm 0.006$	< 0.045
$^{234}\text{U} + ^{226}\text{Ra}^a$	$\sim 0.030 \pm 0.006$	-
^{230}Th	$\sim 0.030 \pm 0.006$	< 0.180

TABLE 7.4 – Activités des cristaux obtenues à partir des pics α comparées aux valeurs de [233] déterminées par différentes méthodes. ^a Les deux pics sont difficilement séparables.

À partir du fit simultané du CWO et du LMO, on obtient le spectre de bruit de fond dans la région [330 - 3200] keV pour le CWO et [25 - 3200] keV pour le LMO. Il est ensuite possible d'extrapoler le bruit de fond dans la région d'intérêt de la désintégration β du ^{113}Cd , $E < 330$ keV comme présenté figure 7.24. Sur cette figure, on observe un rapport signal sur bruit de fond de ~ 12 . Dans les analyses Bayésiennes présentées par la suite, il faut prendre en compte une incertitude systématique sur le bruit de fond, étant donné la simplicité du modèle qui a été choisi. Cependant, grâce à l'excellent rapport signal sur bruit, cette incertitude n'a pas un impact très important sur l'extraction de la forme spectrale du ^{113}Cd .

7.4 Fit de g_A

On effectue un fit des données expérimentales avec le modèle théorique décrit plus haut. En particulier, on a obtenu les spectres théoriques calculés pour les modèles IBFM-2, MQPM, et le modèle en couche (Shell) [247]. Le modèle MQPM s'appuie sur le modèle QRPA avec certaines simplifications supplémentaires [248], alors que le modèle IBFM-2 considère le noyau comme un système de bosons et de fermions qui interagissent entre eux [249]. Pour chaque modèle, les spectres sont évalués avec des valeurs de g_A^{eff} dans l'intervalle [0.6 ; 1.4] avec des pas de 0.01 et avec des valeurs de s-NME dans l'intervalle [-4.0 ; 3.0] avec un bin en énergie de 1 keV.

7.4.1 Interpolation

Les spectres théoriques sont donc tabulés pour des valeurs discrètes de g_A^{eff} et s-NME. Il est alors nécessaire d'implémenter une interpolation pour obtenir un spectre pour n'importe quelle combinaison de valeur de g_A , s-NME, afin d'effectuer le fit. L'interpolation est une interpolation 2D réalisée pour

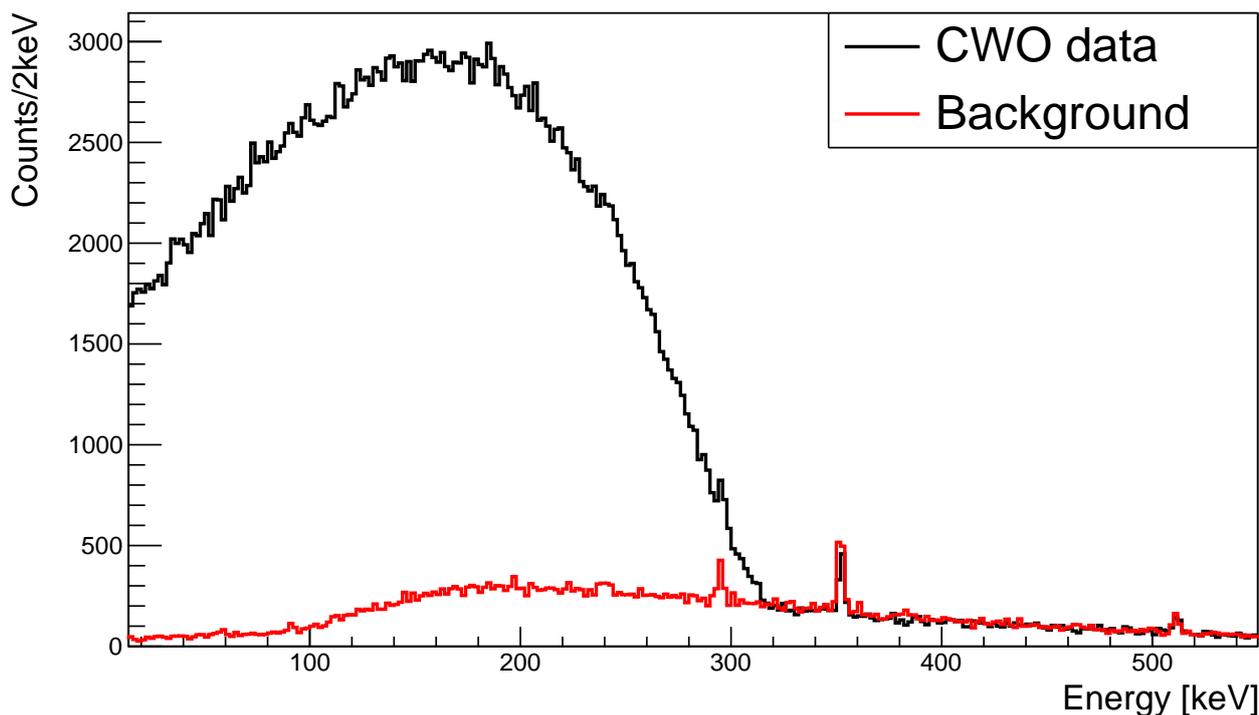


FIGURE 7.24 – Reconstruction du bruit de fond dans la région de la désintégration β du ^{113}Cd à partir du modèle de bruit de fond comparé aux données expérimentales. Le rapport signal sur bruit dans l'intervalle [15-330] keV est ~ 12 .

chaque bin en énergie. Le principe de l'interpolation est présenté sur la figure 7.25. On évalue dans chaque bin le nombre de coups pour quatre combinaisons ($Q_{11}, Q_{12}, Q_{21}, Q_{22}$) de valeurs de sorte à encadrer la combinaison $g_A, s\text{-NME}$ souhaitée. En interpolant, on obtient alors les valeurs R_1 et R_2 , qu'on utilise pour obtenir la valeur finale P .

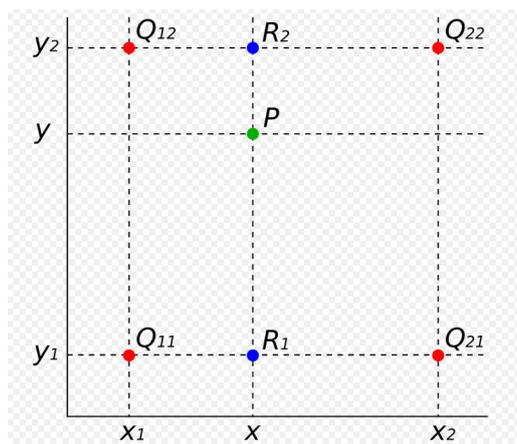


FIGURE 7.25 – Schéma de principe de l'interpolation 2D utilisée pour obtenir le spectre théorique pour n'importe quelle combinaison de valeurs $g_A, s\text{-NME}$.

7.4.2 Réponse du détecteur

Les données théoriques doivent être convoluées avec la réponse du détecteur. Un premier effet à considérer est l'efficacité de confinement. Il est important de prendre en compte le fait que l'électron émis lors de la désintégration peut s'échapper du cristal, ou y déposer partiellement son énergie. Cela est pris en compte au moyen d'une simulation GEANT4. En particulier, on génère des électrons avec une distribution uniforme en énergie, sur tout l'intervalle en énergie de la désintégration du ^{113}Cd . Le spectre obtenu est ensuite convolué avec les spectres théoriques. On inclut également à cette étape la résolution du détecteur obtenue sur la figure 7.15. Étant donné la densité et la taille du CWO, l'efficacité de confinement est très proche de 100%.

7.4.3 Fit

On extrait la distribution de probabilité des paramètres théoriques, θ_i , sachant les données expérimentales D , à partir du Likelihood :

$$\mathcal{L} = p(D|\theta_i) = \prod_{i=1}^N \text{Pois}(n_i; \mu_i), \quad (7.14)$$

où le produit est calculé sur les bins i , n est le nombre de coups observés dans le bin i , et μ_i est le nombre de coups reconstruits. La distribution postérieure conjointe est minimisée et échantillonnée simultanément à l'aide du Bayesian Analysis Toolkit (BAT) [180] qui utilise une méthode Monte-Carlo par chaîne de Markov. Le modèle est alors défini comme :

$$\mu_i = s_i(E_i; g_A, M_s) \cdot \epsilon(E_i) + Bf_B(E_i) + Rf_R(E_i) \quad (7.15)$$

où s_i est le spectre théorique convolué avec la résolution énergétique et l'effet de confinement, ϵ est l'efficacité déterminée dans la section 7.2.7, et f_B est le spectre de bruit de fond obtenu par le modèle de bruit de fond qui inclut également la résolution énergétique, où B est un paramètre de normalisation du bruit de fond libre. f_R est le spectre de la désintégration β du ^{87}Rb . Cet élément est présent dans le cristal d'après [233], qui a mesuré une activité de 3 mBq/kg. L'incertitude sur cette valeur n'est pas précisément évaluée, mais est attendue de l'ordre de 30 % [233]. Cette contribution ne peut pas être contrainte dans le modèle de bruit de fond étant donné que sa Q-value est inférieure à celle du ^{113}Cd . Dans ce fit, on décide de laisser la normalisation de cette contribution libre, pour prendre en compte toute erreur systématique liée à un bruit de fond β à basse énergie qui pourrait être présent dans nos données. De cette manière le fit prend naturellement en compte cette incertitude sur le bruit de fond.

Le fit est réalisé sur l'intervalle [15 - 1000] keV, on choisit d'effectuer le fit sur un intervalle relativement grand de sorte à contraindre la variable B du bruit de fond. Le fit de référence est effectué avec un binning de 1 keV. Comme décrit précédemment, les valeurs des s-NME peuvent être négatives dans les données théoriques. Cependant, le fit ne converge pas lorsque l'on laisse la possibilité aux s-NME d'être positives et négatives. Cela est dû au fait qu'il y a alors deux convergences possibles. On réalise pour chaque modèle, deux fits, l'un avec les s-NME positives et l'autre avec les s-NME négatives.

7.4.4 Résultats

On montre un exemple de fit obtenu pour le modèle IBFM-2, avec s-NME > 0, figure 7.26. On observe une bonne reconstruction avec $\chi^2/\text{d.o.f} = 414/305 = 1.36$, calculé sur l'intervalle [15 - 324] keV.

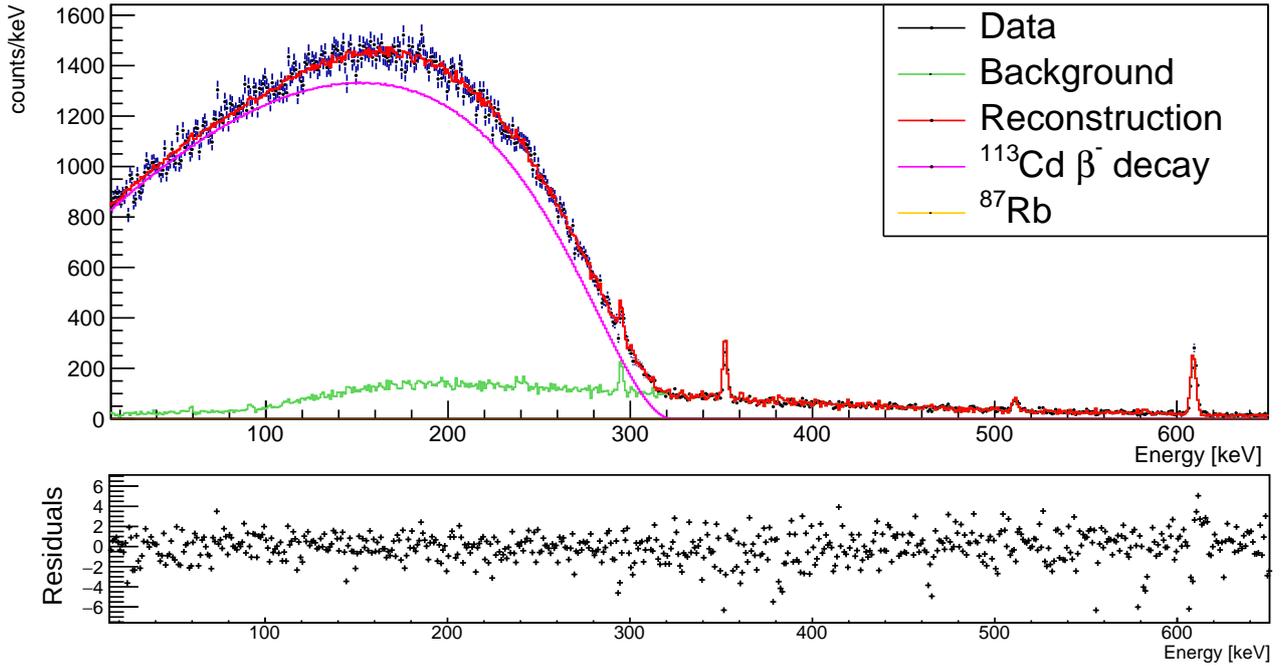


FIGURE 7.26 – Reconstruction du spectre β du ^{113}Cd avec le modèle IBFM-2, pour des valeurs de s-NME > 0 . On observe une bonne reconstruction des données expérimentales, et aucun biais dans les résidus, avec un $\chi^2/\text{d.o.f} = 414/305 = 1.36$ dans la région [15 - 324] keV.

Pour chaque modèle on obtient la distribution 2D de g_A^{eff} en fonction des s-NME, indiqués figures 7.27. On montre les distributions seulement pour le cas s-NME > 0 , car a priori, un résultat positif a plus de sens d'un point de vue théorique, sous l'hypothèse de la conservation du courant vectoriel ($g_V = 1.0$). On observe une anticorrélation entre le g_A^{eff} et les s-NME. On montre la distribution de probabilité de g_A^{eff} obtenu par le fit, pour les trois modèles dans le cas s-NME > 0 , voir figure 7.28. Pour chaque cas on peut également reconstruire la distribution de probabilité de la demi-vie du ^{113}Cd , voir figure 7.29. Les valeurs de chaque paramètre sont répertoriées dans le tableau 7.5, pour les deux cas, en extrayant le mode de la distribution et le plus petit intervalle à 68 % autour du mode.

Modèle	g_A^{eff}	s-NME	$T_{1/2}$ [année]	$\chi^2/\text{d.o.f}$
IBFM-2 (s-NME > 0)	$1.161^{+0.007}_{-0.010}$	1.59 ± 0.01	$7.48^{+0.03}_{-0.02} \times 10^{15}$	1.36
IBFM-2 (s-NME < 0)	1.168 ± 0.021	-1.88 ± 0.03	$8.19 \pm 0.06 \times 10^{15}$	1.55
MQPM (s-NME > 0)	1.067 ± 0.002	1.60 ± 0.01	$7.43 \pm 0.02 \times 10^{15}$	2.03
MQPM (s-NME < 0)	1.124 ± 0.008	-2.08 ± 0.03	$8.64 \pm 0.06 \times 10^{15}$	2.26
Shell (s-NME > 0)	0.997 ± 0.002	1.66 ± 0.01	$7.44 \pm 0.02 \times 10^{15}$	1.99
Shell (s-NME < 0)	1.066 ± 0.009	-2.13 ± 0.03	$8.61 \pm 0.06 \times 10^{15}$	1.88

TABLE 7.5 – Résultats du fit de g_A^{eff} . Les résultats sont donnés avec les incertitudes statistiques.

Les trois modèles permettent de reconstruire raisonnablement bien les données, avec des valeurs de $\chi^2/\text{d.o.f}$ comprises entre 1.4 et 2.3. En particulier, on remarque que le modèle IBFM-2 reconstruit légèrement mieux les données que les deux autres modèles, que ce soit pour le cas s-NME > 0 ou le

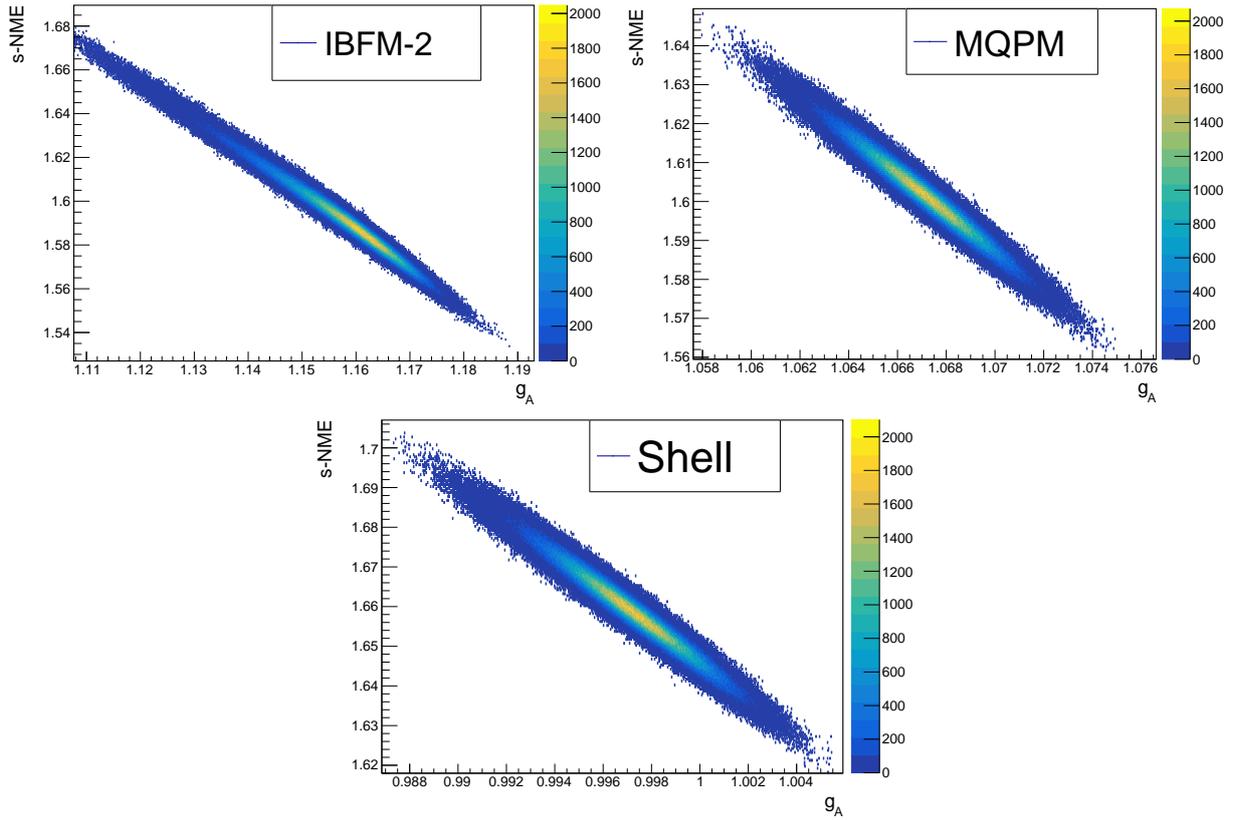


FIGURE 7.27 – Distribution de probabilité des s-NME en fonction de g_A^{eff} pour les modèles IBFM-2 (gauche), MQPM (droite) et Shell (bas). On observe dans les trois cas une forte corrélation entre ces deux paramètres.

cas $s\text{-NME} < 0$. Pour les trois modèles, on obtient des résultats assez proches si on différencie le cas $s\text{-NME} > 0$ du cas $s\text{-NME} < 0$. Cela est en particulier vrai au regard de la valeur de la demi-vie extraite. En ce qui concerne les valeurs de g_A^{eff} et des s-NME, les valeurs sont relativement proches, mais les différences entre modèles sont bien supérieures à l'incertitude statistique. On rappelle cependant qu'a priori, le g_A^{eff} n'est représentatif que sous un modèle défini. Par ailleurs, si on fait l'hypothèse que le g_A^{eff} est un paramètre commun aux différents modèles (ce qui peut être valable si l'on pense que les modèles possèdent les mêmes déficiences pour décrire la désintégration), alors l'incertitude sur l'extraction de g_A^{eff} est dominée par l'incertitude théorique. Il faut souligner que la valeur de l'activité du ^{87}Rb est compatible avec 0 avec une limite $\sim < 1 - 4$ mBq/kg (90 % C.I.) dans le cas $s\text{-NME} > 0$, en fonction des modèles théoriques. Pour le cas $s\text{-NME} < 0$, cette activité est de l'ordre de 50 mBq/kg dans le modèle IBFM-2, et ~ 80 mBq/kg pour les modèles Shell, et MQPM. Ces valeurs sont bien plus grandes que ce qui avait été précédemment mesuré (3 mBq/kg [233]), et pourraient indiquer la présence d'une autre contamination. Cependant, la large différence entre le cas $s\text{-NME} > 0$ et le cas $s\text{-NME} < 0$ rend peu probable cette hypothèse. La contribution importante observée dans le fit, pourrait être révélatrice du fait que le modèle théorique $s\text{-NME} < 0$ n'est pas aussi bien capable de reconstruire les données. En particulier, dans la section suivante, les fits ont été réalisés sans la contribution du ^{87}Rb . Dans les cas $s\text{-NME} > 0$, le $\chi^2/\text{d.o.f}$ reste relativement inchangé, mais dans les cas $s\text{-NME} < 0$, les qualités des fits sont légèrement moins bonnes avec respectivement $\chi^2/\text{d.o.f} = 1.90$, $\chi^2/\text{d.o.f} = 2.83$, et $\chi^2/\text{d.o.f} = 2.91$, pour les modèles IBFM-2, MQPM, et Shell. Les incertitudes statistiques étant petites, il est un important de correctement évaluer les incertitudes systématiques.

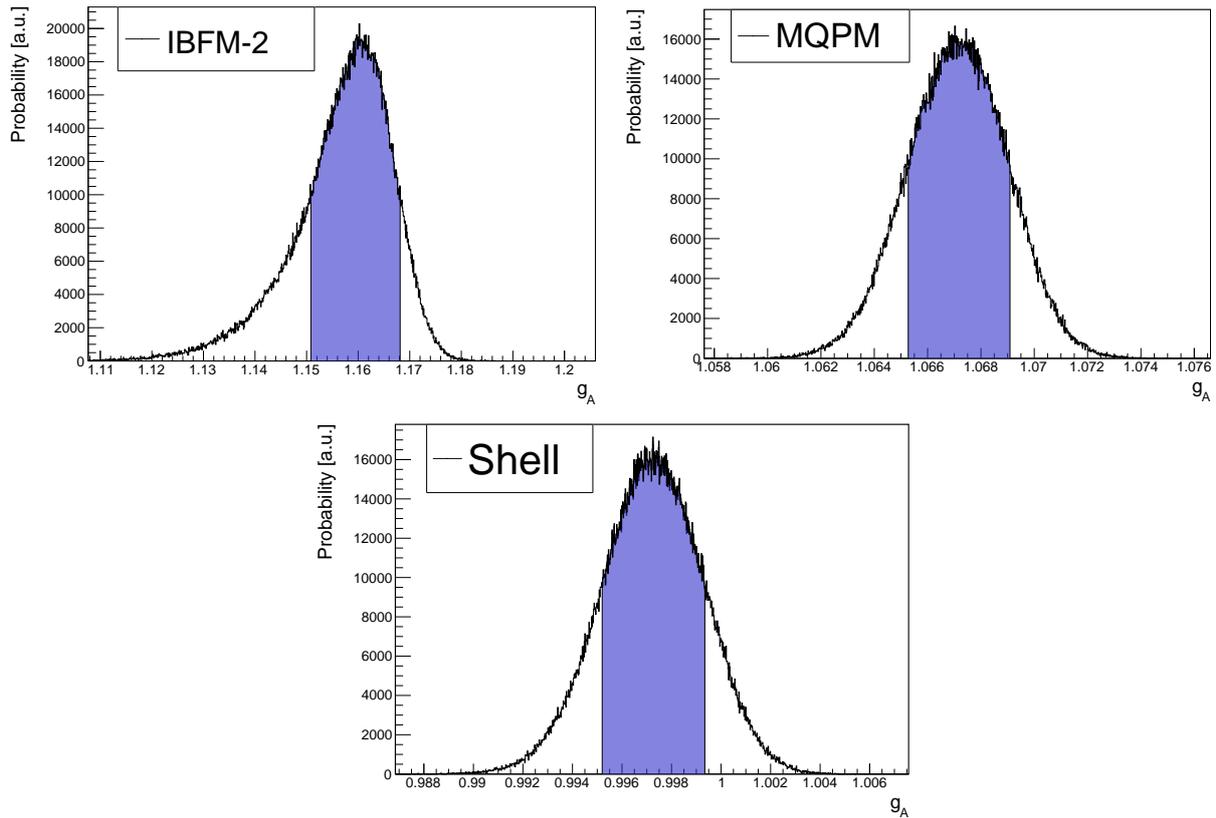


FIGURE 7.28 – Distribution de probabilité de g_A^{eff} pour les modèles IBFM-2 (gauche), MQPM (droite) et Shell (bas) pour le cas $s\text{-NME} > 0$.

7.4.5 Systématiques

On considère pour chaque modèle théorique, et chaque cas $s\text{-NME} > 0$, et $s\text{-NME} < 0$, plusieurs sources d'incertitudes systématiques. Pour chaque test, on utilise une distribution pour l'incertitude systématique basée sur la différence entre la valeur obtenue dans le fit de référence et la valeur obtenue dans le test. Ces distributions sont ensuite convoluées pour obtenir la distribution de probabilité de chaque paramètre. On considère les tests systématiques suivants :

- Localisation des sources du modèle de bruit de fond
On effectue un fit du modèle de bruit de fond (voir section 7.3) en considérant les sources les plus externes dans un cas (air, environnement) et considérant les sources les plus proches du cristal dans l'autre cas (plateau 10 mK, supports en cuivre). Dans les deux cas, on garde les contributions internes du cristal, du blindage en plomb et du pile-up. On obtient alors deux formes spectrales de bruit de fond différentes. De manière conservatrice, cette incertitude est assignée avec une distribution gaussienne. Pour chaque paramètre (demi-vie, $s\text{-NME}$, g_A^{eff}), on choisit le cas (bruit de fond proche ou lointain) qui donne l'incertitude la plus importante, pour considérer que le bruit de fond aurait pu être encore plus externe ou plus proche.
- ^{87}Rb
Comme nous l'avons vu, il arrive que le fit ai besoin d'une contribution assez importante de ^{87}Rb . Cependant, nous ne pouvons pas être certains que cette contribution est effectivement présente, ou représente effectivement une autre contamination présente dans le cristal. On réalise alors un fit en enlevant cette contribution. Pour le cas $s\text{-NME} > 0$, cette systématique est quasiment

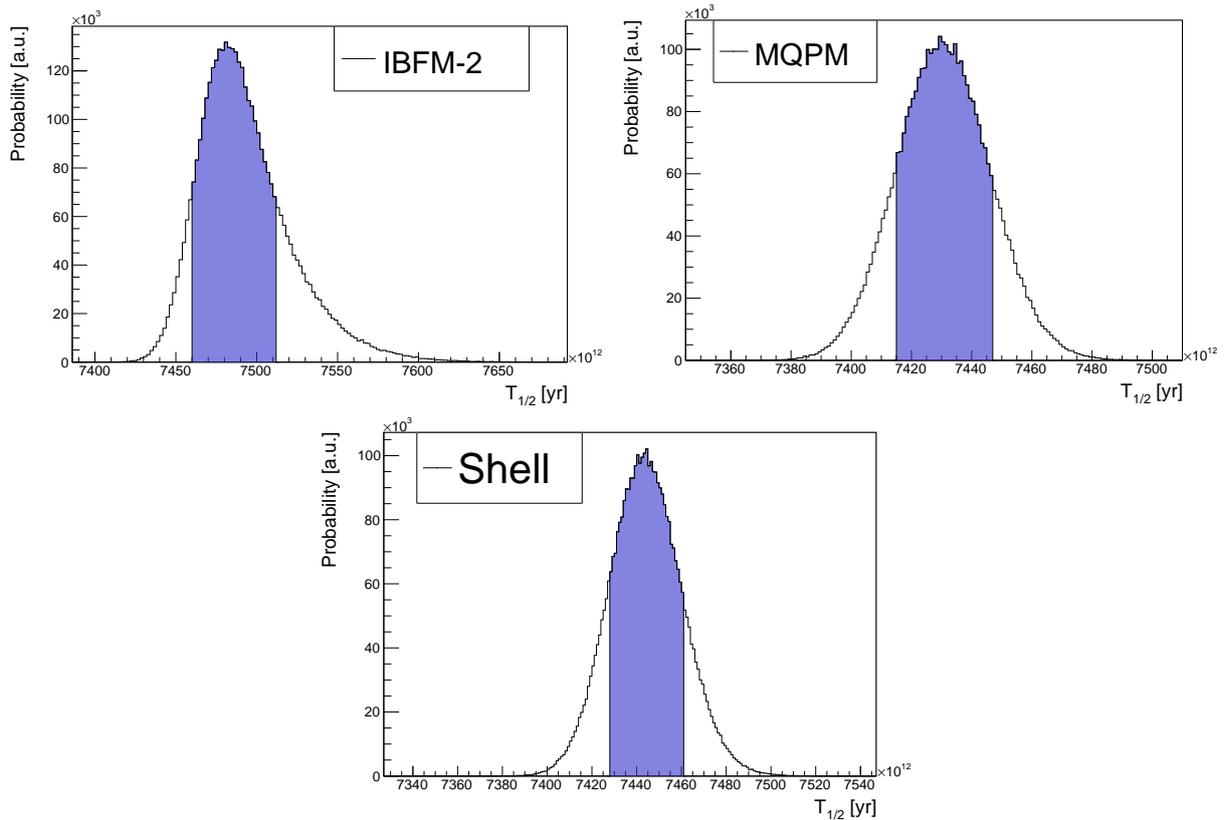


FIGURE 7.29 – Distribution de probabilité de la demi-vie du ^{113}Cd pour les modèles IBFM-2 (gauche), MQPM (droite) et Shell (bas) pour le cas s-NME > 0.

nulle, mais a un impact assez important pour le cas s-NME < 0. On considère une incertitude avec une distribution uniforme pour cette source d'erreur.

- Biais en énergie

D'après la figure 7.17, le biais énergétique des données est minime, inférieur à 0.1 keV. Cependant, pour considérer l'incertitude sur le binning des données théoriques qui est ambigu, on réalise un fit en faisant varier le spectre des données théoriques de ± 1 keV. On considère une distribution gaussienne asymétrique ou symétrique en fonction des cas.

- Bremsstrahlung

La section efficace du Bremsstrahlung n'est pas très exactement connue, on génère la simulation GEANT4 qui permet de prendre en compte l'effet du détecteur (voir section 7.4.2), en modifiant les sections efficaces de Bremsstrahlung de ± 10 %. Les tests effectués donnent des résultats identiques au fit de référence, et ne sont donc pas inclus dans le calcul d'incertitude.

- Efficacité

On réalise des fits en appliquant une efficacité de $\pm 1\sigma$ par rapport à la courbe d'efficacité obtenue, comme présentée sur la figure 7.19. On considère une distribution gaussienne asymétrique ou symétrique en fonction des cas.

- Résolution

On réalise des fits en appliquant une résolution de $\pm 1\sigma$ par rapport à la courbe présentée sur la figure 7.15. Les tests effectués donnent des résultats identiques au fit de référence, et ne sont donc pas inclus dans le calcul d'incertitude.

Les différentes incertitudes systématiques sont répertoriées dans les tableaux 7.6, 7.7, 7.8, 7.9, 7.10, et 7.11. Les valeurs obtenues, incluant les incertitudes systématiques, pour chaque paramètre sont également indiquées, en extrayant le mode et le plus petit intervalle à 68 % autour du mode de chaque distribution.

Test : IBFM-2 ; s-NME > 0	Incertitude g_A^{eff} [%]	Incertitude s-NME [%]	Incertitude T_{12} [%]
Localisation bruit de fond	± 0.4	± 1.3	± 0.5
Sans ^{87}Rb	+0.4	-0.6	-0.1
Biais en énergie	+1.4 -1.2	+1.3 -2.5	+0.4 -0.0
Efficacité	± 0.1	± 0.6	+0.9 -0.8
Valeur finale	g_A^{eff} $1.160^{+0.019}_{-0.018}$	s-NME 1.59 ± 0.04	$T_{12} [\times 10^{15} \text{ an}]$ 7.50 ± 0.08

TABLE 7.6 – Incertitudes systématiques sur le g_A^{eff} , les s-NME, et la demi-vie du ^{113}Cd pour le modèle IBFM et le cas s-NME > 0. Les incertitudes correspondent à la variation des valeurs par rapport à celles répertoriées dans le tableau 7.5. Elles sont assignées avec des distributions gaussiennes ou gaussienne asymétriques à l'exception de l'incertitude liée au ^{87}Rb pour laquelle une distribution uniforme est utilisée.

Test : IBFM-2 ; s-NME < 0	Incertitude g_A^{eff} [%]	Incertitude s-NME [%]	Incertitude T_{12} [%]
Localisation bruit de fond	± 1.6	± 1.6	± 0.6
Sans ^{87}Rb	-18.9	-16.0	-8.3
Biais en énergie	+4.2 -5.2	+3.8 -4.8	+1.3 -1.5
Efficacité	+0.3 -0.2	± 0.5	± 1.0
Valeur finale	g_A^{eff} $1.053^{+0.092}_{-0.088}$	s-NME -1.74 ± 0.13	$T_{12} [\times 10^{15} \text{ an}]$ $7.84^{+0.28}_{-0.26}$

TABLE 7.7 – Incertitudes systématiques sur le g_A^{eff} , les s-NME, et la demi-vie du ^{113}Cd pour le modèle IBFM et le cas s-NME < 0. Les incertitudes sont assignées avec des distributions gaussiennes ou gaussienne asymétriques à l'exception de l'incertitude liée au ^{87}Rb pour laquelle une distribution uniforme est utilisée.

De manière générale, pour le cas s-NME > 0, les incertitudes sur le g_A^{eff} et les s-NME proviennent majoritairement du biais en énergie, puis des deux incertitudes liées au bruit de fond, avec des incertitudes autour de 1%. L'efficacité a un impact assez faible sur ces deux paramètres étant donné que la forme de la fonction d'efficacité est seulement très légèrement modifiée par rapport au fit de référence. Cette incertitude consiste plutôt en un décalage vers des valeurs plus petites ou plus grandes de l'efficacité. Cela se traduit par une incertitude de l'ordre de $\pm 1\%$ sur l'estimation de la demi-vie. En ce qui concerne le cas s-NME < 0, l'incertitude des trois paramètres est largement dominée par l'incertitude liée au ^{87}Rb . En effet, dans les fits de référence l'activité de ce dernier est très élevée, et le fait de retirer cette contribution a un impact important, de l'ordre de 10% à 20% sur les différents paramètres.

Test : MQPM ; s-NME > 0	Incertitude g_A^{eff} [%]	Incertitude s-NME [%]	Incertitude T_{12} [%]
Localisation bruit de fond	± 0.2	± 1.3	± 0.5
Sans ^{87}Rb	+0.1	0.0	0.0
Biais en énergie	± 0.4	$\begin{smallmatrix} +1.9 \\ -1.3 \end{smallmatrix}$	± 0.1
Efficacité	0.0	± 0.6	± 0.8
Valeur finale	g_A^{eff} 1.068 ± 0.005	s-NME 1.60 ± 0.04	$T_{12} [\times 10^{15} \text{ an}]$ 7.43 ± 0.07

TABLE 7.8 – Incertitudes systématiques sur le g_A^{eff} , les s-NME, et la demi-vie du ^{113}Cd pour le modèle MQPM et le cas s-NME > 0. Les incertitudes sont assignées avec des distributions gaussiennes ou gaussienne asymétriques à l'exception de l'incertitude liée au ^{87}Rb pour laquelle une distribution uniforme est utilisée.

Test : MQPM ; s-NME < 0	Incertitude g_A^{eff} [%]	Incertitude s-NME [%]	Incertitude T_{12} [%]
Localisation bruit de fond	± 0.7	± 1.9	± 0.6
Sans ^{87}Rb	-13.3	-28.4	-12.8
Biais en énergie	$\begin{smallmatrix} +2.1 \\ -1.9 \end{smallmatrix}$	± 4.3	$\begin{smallmatrix} +1.0 \\ -0.9 \end{smallmatrix}$
Efficacité	± 0.1	± 0.5	$\begin{smallmatrix} +1.0 \\ -0.9 \end{smallmatrix}$
Valeur finale	g_A^{eff} $1.050_{-0.052}^{+0.055}$	s-NME $-1.78_{-0.21}^{+0.22}$	$T_{12} [\times 10^{15} \text{ an}]$ $8.10_{-0.37}^{+0.40}$

TABLE 7.9 – Incertitudes systématiques sur le g_A^{eff} , les s-NME, et la demi-vie du ^{113}Cd pour le modèle MQPM et le cas s-NME < 0. Les incertitudes sont assignées avec des distributions gaussiennes ou gaussienne asymétriques à l'exception de l'incertitude liée au ^{87}Rb pour laquelle une distribution uniforme est utilisée.

Test : Shell ; s-NME > 0	Incertitude g_A^{eff} [%]	Incertitude s-NME [%]	Incertitude T_{12} [%]
Localisation bruit de fond	± 0.2	± 0.6	± 0.5
Sans ^{87}Rb	+0.1	0.0	0.0
Biais en énergie	± 0.5	± 1.2	$\begin{smallmatrix} +0.3 \\ -0.1 \end{smallmatrix}$
Efficacité	0.0	± 0.6	$\begin{smallmatrix} +0.9 \\ -0.8 \end{smallmatrix}$
Valeur finale	g_A^{eff} 0.998 ± 0.006	s-NME 1.66 ± 0.03	$T_{12} [\times 10^{15} \text{ an}]$ 7.45 ± 0.08

TABLE 7.10 – Incertitudes systématiques sur le g_A^{eff} , les s-NME, et la demi-vie du ^{113}Cd pour le modèle Shell et le cas s-NME > 0. Les incertitudes sont assignées avec des distributions gaussiennes ou gaussiennes asymétriques à l'exception de l'incertitude liée au ^{87}Rb pour laquelle une distribution uniforme est utilisée.

En considérant les trois modèles, pour les deux cas de s-NME, et en considérant les incertitudes systématiques, on obtient finalement :

$$g_A^{\text{eff}} \in [0.9 - 1.2], \quad (7.16)$$

Test : Shell ; s-NME < 0	Incertitude g_A^{eff} [%]	Incertitude s-NME [%]	Incertitude T_{12} [%]
Localisation bruit de fond	± 0.8	± 1.9	± 0.6
Sans ^{87}Rb	-14.3	-26.3	-12.5
Biais en énergie	$+4.2$ -5.2	$+3.8$ -4.8	$+1.3$ -1.5
Efficacité	± 0.1	0.0	± 0.9
Valeur finale	g_A^{eff} $0.987^{+0.070}_{-0.068}$	s-NME $-1.86^{+0.22}_{-0.20}$	$T_{12} [\times 10^{15} \text{ an}]$ 8.07 ± 0.38

TABLE 7.11 – Incertitudes systématiques sur le g_A^{eff} , les s-NME, et la demi-vie du ^{113}Cd pour le modèle Shell et le cas s-NME < 0. Les incertitudes sont assignées avec des distributions gaussiennes ou gaussienne asymétriques à l'exception de l'incertitude liée au ^{87}Rb pour laquelle une distribution uniforme est utilisée.

qui semble donc indiquer une légère renormalisation de g_A dans le cas des trois modèles.

Les valeurs des s-NME sont entre 1.6 et 1.7 pour le cas positif, et entre -2.2 et -1.5 pour le cas négatif.

Les demi-vies sont obtenues en considérant le nombre de noyaux de ^{113}Cd , étant $N_{Cd} = 8.858 \pm 0.014 \times 10^{22}$ [233] et le temps d'exposition de $t = 2.28 \times 10^6$ s. Pour obtenir une estimation de la demi-vie du ^{113}Cd , on convolue les distributions de probabilité incluant les incertitudes systématiques en donnant le même poids au différents modèles nucléaire. Pour chaque modèle, on donne un poids différent pour le cas s-NME > 0 du cas s-NME < 0 basé sur la valeur moyenne de la distribution du Likelihood obtenue pour les deux cas. Dans les faits, les distributions sont très proches, ce qui aboutit à un poids identique pour le cas positif et négatif pour les trois modèles. On obtient finalement une estimation de la demi-vie :

$$T_{1/2} = 7.73^{+0.60}_{-0.57} \times 10^{15} \text{ an.} \quad (7.17)$$

Cette méthode est un peu conservatrice étant donné qu'elle additionne les différentes incertitudes systématiques, qui sont corrélées pour les différents modèles. De plus, l'incertitude consistant à enlever le ^{87}Rb pourrait avoir tendance à artificiellement décaler la valeur obtenue, puisque l'activité du ^{87}Rb est la raison pour laquelle, la demi-vie obtenue dans le cas s-NME < 0 est très différente de celle obtenue dans le cas s-NME > 0.

On compare notre valeur avec les valeurs obtenues par les expériences précédentes, voir tableau 7.12. Compte tenu des incertitudes, notre valeur est bien en accord avec les précédentes mesures.

Détecteur	$T_{1/2}$ [année]	Référence
CdWO_4	$7.73^{+0.60}_{-0.57} \times 10^{15}$	Ce travail
CdWO_4 (scintillateur)	$7.7 \pm 0.3 \times 10^{15}$	[250]
CdZnTe	$8.2^{+0.3}_{-1.0} \times 10^{15}$	[251]
CdWO_4 (scintillateur)	$8.04 \pm 0.05 \times 10^{15}$	[233]
CdZnTe	$8.00 \pm 0.26 \times 10^{15}$	[252]

TABLE 7.12 – Mesures de la demi-vie du ^{113}Cd comparées à ce travail.

7.4.6 Comparaisons avec COBRA

On peut comparer les valeurs de g_A^{eff} avec les valeurs obtenues par COBRA [232] avec le même cadre théorique pour le cas $s\text{-NME} > 0$, voir tableau 7.13. Il est important de souligner que l'expérience COBRA n'a pas effectué l'analyse de la même manière que ce qui est réalisé dans ce travail. Dans [232], l'analyse est effectuée en deux temps et repose sur un calcul du χ^2 pour chaque spectre théorique. Tout d'abord, pour chaque valeur de $s\text{-NME}$, la valeur de g_A^{eff} qui reproduit correctement la demi-vie (à $\pm 2\sigma$ de la valeur de [233]) est calculée à partir de l'intégrale de l'équation 7.2. Dans un second temps, la comparaison entre les spectres théoriques et les données expérimentales permet d'établir quelle combinaison de $s\text{-NME}$ et g_A^{eff} permet de reconstruire la forme. En combinant ces deux étapes, il est alors possible d'estimer quelle combinaison permet de reconstruire à la fois la demi-vie et la forme spectrale. Leurs données expérimentales reposent sur les données d'une quarantaine de détecteurs avec des seuils en énergie ~ 100 keV. On rappelle que le seuil de notre analyse est fixé à 15 keV. On peut par ailleurs noter, que de la même manière que COBRA, on trouve que le modèle qui reconstruit le mieux nos données est le modèle IBFM-2, alors que les modèles MQPM et Shell, donnent des valeurs de $\chi^2/\text{d.o.f}$ proches entre elles.

Modèle	g_A^{eff}		s-NME		$T_{1/2} \times 10^{15}$ [année]	
	Ce travail	COBRA	Ce travail	COBRA	Ce travail	COBRA
IBFM-2	$1.160^{+0.019}_{-0.018}$	0.828 ± 0.140	1.59 ± 0.04	2.10 ± 0.17	7.50 ± 0.08	$10.3^{+4.2}_{-2.7}$
MQPM	1.068 ± 0.005	0.993 ± 0.063	1.60 ± 0.04	1.85 ± 0.19	7.43 ± 0.07	$6.9^{+2.9}_{-1.8}$
Shell	0.998 ± 0.006	0.907 ± 0.064	1.66 ± 0.03	1.97 ± 0.21	7.45 ± 0.08	$8.6^{+3.8}_{-2.3}$

TABLE 7.13 – Résultats du fit de g_A^{eff} comparés aux résultats de l'expérience COBRA [232]. On ne considère que les cas de $s\text{-NME}$ positif. Les résultats de notre travail sont donnés en considérant l'incertitude systématique.

Les mesures des demi-vie de ce travail sont bien compatibles avec les résultats de COBRA, mais ce n'est pas le cas pour la mesure de g_A^{eff} et des $s\text{-NME}$ en regardant modèle par modèle. Cependant, de manière plus générale, les deux études s'accordent sur une petite renormalisation de g_A vers des plus petites valeurs, avec $g_A^{\text{eff}} \in [1.0 - 1.2]$ dans notre étude et $g_A^{\text{eff}} \in [0.8 - 1.0]$ dans le travail de COBRA [232].

7.4.7 Comparaisons avec la méthode des moments

Une récente analyse, basée sur la méthode spectrale des moments (Spectral Moment Method, SMM) a également étudié la désintégration du ^{113}Cd [253]. Cette analyse est également une analyse de la forme spectrale, mais est effectuée de manière différente, en comparant les moments d'un spectre obtenu expérimentalement avec ceux des spectres théoriques. Les moments μ_n sont calculés à partir de la formule suivante :

$$\mu_n = \int_{w_{thr}}^{w_0} S(w_e) w_e^n dw_e, \quad (7.18)$$

où $S(w_e)$ est le spectre en énergie, $w_e = W_e/m_e$ avec W_e l'énergie totale de l'électron, w_{thr} correspond au seuil expérimental et w_0 correspond au Q_β de la désintégration. En particulier, le moment μ_0 correspond à l'intégrale du spectre, qui est donc lié à la demi-vie, μ_1 correspond à l'énergie moyenne, et μ_2 correspond à la variance de la distribution. Dans cet article, les données expérimentales proviennent de [233], qui correspond à l'étude du même cristal que ce travail en l'utilisant comme scintillateur.

Les effets du détecteur ont été déconvolués, et le bruit de fond soustrait, ce qui permet d'obtenir le spectre indiqué dans [254]. Cette étape est alors nécessaire pour permettre l'étude des moments. Il est ensuite possible de définir quels spectres théoriques permettent de reconstruire les différents moments expérimentaux. Pour chaque moment, un ensemble de spectres théoriques sont capables d'obtenir la bonne valeur. On peut donc obtenir une fonction dépendant de s-NME et de g_A pour chaque moment. Pour obtenir la combinaison de s-NME et de g_A qui permet de reconstruire tous les moments à la fois, il faut donc trouver l'intersection des fonctions associées à chaque moment comme indiqué sur la figure 7.30. En réalité, les courbes ne s'intersectent pas exactement en un point. Cela montre que le modèle n'est pas capable de décrire avec une précision exacte la forme spectrale. La dispersion indique alors à quel point le modèle est capable ou non de reconstruire les données. De la même manière que dans notre étude, il est alors trouvé que le modèle IBFM-2 est celui qui reconstruit le mieux les données. Dans [253], il est alors extrait dans chaque cas la valeur de g_A et de s-NME qui correspond à l'intersection entre μ_0 et μ_1 .

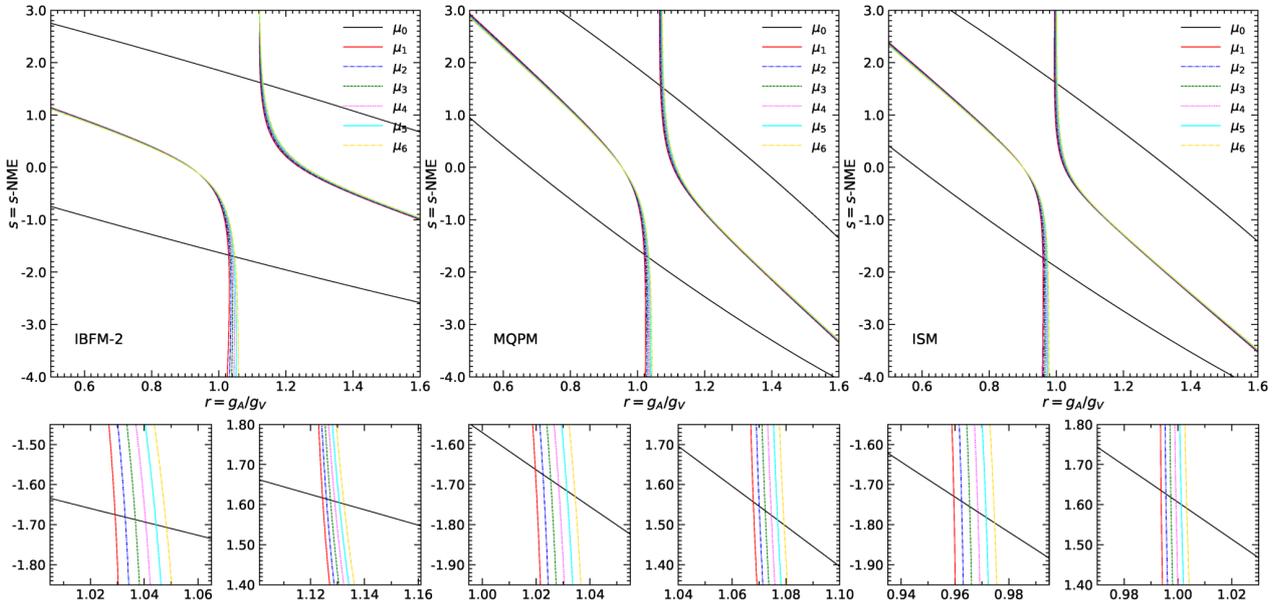


FIGURE 7.30 – Résultats de l'analyse spectrale des moments obtenus dans [253]. Les fonctions μ_n représentent les combinaisons de valeurs de g_A et s-NME qui permettent de reconstruire les moments expérimentaux. Les résultats sont donnés pour les modèles IBFM-2, MQPM, et Shell. En dessous de chaque figure, est indiqué un zoom montrant l'intersection des courbes pour le cas s-NME positif et le cas s-NME négatif. Les intersections permettent la mesure de g_A et des s-NME. Le moment μ_0 correspond au deux lignes "droites" dans chaque cas.

Les résultats sont répertoriés dans les tableaux 7.14 et 7.15, et sont comparés avec les résultats de notre étude. Les résultats sont extrêmement proches, et tous compatibles en considérant les incertitudes.

Modèle	g_A^{eff}		s-NME	
	Ce travail	SMM	Ce travail	SMM
IBFM-2	$1.160^{+0.019}_{-0.018}$	1.13	1.59 ± 0.04	1.62
MQPM	1.068 ± 0.005	1.07	1.60 ± 0.04	1.56
Shell	0.998 ± 0.006	0.99	1.66 ± 0.03	1.64

TABLE 7.14 – Résultats du fit de g_A^{eff} comparés aux résultats de la méthode spectrale des moments pour les s-NME positives [253].

Modèle	g_A^{eff}		s-NME	
	Ce travail	SMM	Ce travail	SMM
IBFM-2	$1.053^{+0.092}_{-0.088}$	1.03	-1.74 ± 0.13	-1.68
MQPM	$1.050^{+0.055}_{-0.052}$	1.02	$-1.78^{+0.22}_{-0.21}$	-1.66
Shell	$0.987^{+0.070}_{-0.068}$	0.96	$-1.86^{+0.22}_{-0.20}$	-1.73

TABLE 7.15 – Résultats du fit de g_A^{eff} comparés aux résultats de la méthode spectrale des moments pour les s-NME négatives [253].

Conclusion et perspectives

Qu'est-ce que c'est, le Graal ? Vous savez pas vraiment... Et moi non plus... Et j'en ai rien à cirer. Regardez-nous, y en a pas deux qu'ont l'même âge, pas deux qui viennent du même endroit... Des seigneurs, des chevaliers errants, des riches, des pauvres... Mais, à la Table Ronde, pour la première fois de toute l'histoire du peuple breton, nous cherchons la même chose : le Graal. C'est le Graal qui fait de nous des chevaliers, des hommes civilisés, qui nous différencient des tribus barbares. Le Graal, c'est notre union. Le Graal, c'est notre grandeur.

Alexandre Astier, "Kaamelott"

La physique du neutrino reste un domaine rempli d'inconnues. Décrit comme une particule sans masse dans le Modèle Standard, on sait maintenant depuis quelques dizaines d'années que le neutrino est bien massif. La valeur de cette masse demeure toujours inconnue au même titre que la hiérarchie de masse des neutrinos. Les neutrinos sont aujourd'hui largement étudiés, que ce soit pour l'étude d'évènements astrophysiques de haute énergie, ou pour la quête d'une nouvelle physique avec le neutrino stérile. C'est dans cette quête que s'inscrit la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos. Une telle découverte permettrait d'affirmer que le neutrino est une particule de Majorana, et violerait la conservation du nombre leptonique. Cette observation ouvrirait en grand les portes d'une physique au-delà du Modèle Standard. C'est dans ce contexte que les expériences de double bêta accentuent leurs efforts, pour repousser les limites des demi-vies des noyaux étudiés. Dans ce cadre, la bolométrie a alors toute sa place, avec sa grande efficacité de détection, son excellente résolution énergétique et sa capacité à étudier différents noyaux. Cette technologie a fait ses preuves avec l'expérience CUORE qui a démontré la faisabilité d'une expérience étudiant près d'un millier de cristaux. L'expérience CUPID ira alors encore plus loin, en s'appuyant sur la technologie de bolomètres scintillants de molybdate de lithium développés par l'expérience CUPID-Mo, et sur l'expertise de CUORE. L'expérience CUORE est aujourd'hui limitée par le bruit de fond α , l'utilisation de cristaux scintillants permet alors de réduire quasiment entièrement ce bruit de fond. Ceci, couplé à l'étude du ^{100}Mo de plus grande Q-value, permet alors de réduire le bruit de fond d'un facteur 100 par rapport à CUORE. Dans cette quête de réduction du bruit de fond, nous avons pu déterminer les niveaux de contaminations des cristaux de CUPID-Mo et pu conclure qu'ils sont à des niveaux suffisamment bas pour CUPID. Nous avons également étudié le bruit de fond projeté pour CUPID, et établi quelles sources sont les plus importantes et auxquelles nous devons porter toute notre attention. Un des autres enjeux de l'étude de la double bêta concerne la physique nucléaire. Si la découverte est un jour réalisée, il est primordial de comprendre le processus associé. Cela ne peut pas être réalisé sans comprendre au préalable les décroissances autorisées dans le cadre du Modèle Standard. Nous avons alors également pu étudier et contraindre les modèles nucléaires théoriques à l'aide de la mesure de la $2\nu\beta\beta$ dans CUPID-Mo, qui, dans un nouveau cadre théorique, a pour la première fois pu mesurer,

une valeur et non pas une limite, pour certains paramètres de forme. Des contraintes sur les modèles nucléaires ont également été apportées grâce à la mesure de la désintégrations β du ^{113}Cd dans le cadre du projet CROSS.

C'est l'occasion ici d'aborder plus en détails deux points cruciaux pour le futur, sur lesquels ce travail s'est focalisé, à savoir le bruit de fond et les mesures qui permettent de contraindre la physique nucléaire théorique.

Tout d'abord, malgré les excellents résultats de CUPID-Mo, il existe quelques limites sur la construction du modèle de bruit. En particulier, un excès de contaminations des composantes proches, à la fois dans CUORE, CUPID-0, et CUPID-Mo est observé. Il existe alors un fort enjeu quant à l'identification de ce bruit de fond, et ce, afin de pouvoir le réduire. Il se pourrait que cela soit dû à une recontamination des pièces proches lors de l'assemblage, ou le stockage des détecteurs. Il pourrait être intéressant de mesurer de nouveau les composants installés proche des détecteurs de CUPID-Mo, mais également de CUORE une fois l'expérience terminée. Cela permettrait de mieux comprendre l'origine des contaminations pour mieux aider à les réduire. Une recontamination indiquerait qu'il faut être encore plus attentif au processus de nettoyage et à la procédure d'installation et d'assemblage des détecteurs. Cette observation d'un excès de bruit de fond ouvre aussi la question des mesures, a priori, des contaminations des différents matériaux. Si l'on s'intéresse à la contamination interne des cristaux, alors il n'y a rien de mieux que le bolomètre lui-même. Pour ce qui concerne les contaminations internes des autres éléments, on utilise majoritairement des méthodes de spectroscopie γ ou de spectrométrie de masse. Ces méthodes ne sont cependant pas nécessairement plus sensibles que l'expérience elle-même, surtout si l'on considère que les mesures sont généralement effectuées avec de plus petites masses que ce qui est présent dans l'expérience finale. Pour diminuer encore le bruit de fond dans les années à venir, il faudra peut-être compter sur le développement d'autres techniques de mesures, ou améliorer celles existantes. Cela concerne la radioactivité interne, mais la question de la radioactivité de surface semble être encore plus importante. En effet, c'est ce qui constituera un des bruits de fond majeurs pour CUPID, en provenance des composantes proches. Là aussi, il semble important de développer des méthodes capables de mesurer cette activité de surface avec précision dans les années à venir. Il se pose alors également la question du choix des matériaux. Le cuivre est aujourd'hui très largement utilisé dans les expériences bolométriques, aussi bien pour sa radiopureté que ses caractéristiques thermiques, mais peut-être qu'à l'avenir des nouveaux matériaux seront encore plus intéressants sur ces aspects. Dans une moindre mesure, se pose également la question de l'origine de ces contaminations de surface. Celles-ci peuvent différer pour chaque matériau et impacter le niveau de contaminations du bruit de fond dans la région d'intérêt. On a vu avec CUPID-Mo, par exemple, que l'implantation du ^{210}Po en surface des cristaux n'est pas bien connue ni comprise. On pourrait a priori imaginer que cette contamination provient du radon, et l'enjeu serait alors de savoir à quel moment cette contamination a lieu. Il est alors possible que ce qu'on pourrait conclure pour le polonium ne s'applique pas nécessairement à tous les noyaux. Néanmoins, les cristaux ont démontré qu'ils possèdent une excellente radiopureté interne. Les bolomètres scintillants sont alors d'excellents outils pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos. Les expériences de futures générations pourraient alors inclure l'utilisation de cristaux sensibles aux dépôts de surface, comme ceux développés dans le cadre du projet CROSS, ou l'utilisation de vetos actifs pour limiter le bruit de fond externe comme proposé par BINGO.

Comme nous l'avons vu dans cette thèse, la physique nucléaire théorique ne permet pas de décrire aujourd'hui certaines désintégrations β et les désintégrations $2\nu\beta\beta$ avec une grande précision. Ces

difficultés se manifestent au travers des calculs des éléments de matrice nucléaire et de la question de la valeur de la constante de couplage axial-vectorel. Il ressort alors un enjeu de compréhension des différentes désintégrations β et $2\nu\beta\beta$ pour pouvoir faire des prédictions sur la $0\nu\beta\beta$. De manière générale, il semble qu'il faille plus de données expérimentales pour contraindre les modèles nucléaires. En ce qui concerne la $2\nu\beta\beta$, CUPID-Mo a été sensible à des facteurs de forme dans le cadre d'un modèle nucléaire amélioré. Ces facteurs de formes n'ont été calculés que dans le cadre du modèle Shell et QRPA pour le moment, il semblerait alors important que les autres modèles puissent également calculer ces paramètres qui sont accessibles expérimentalement. Il serait également intéressant que les autres expériences de double bêta réalisent cette étude, à l'instar de KamLAND-Zen qui a été la première à effectuer cette analyse. L'expérience SuperNEMO a par exemple tout son rôle à jouer dans ce cadre, puisqu'elle peut accéder à la mesure d'autres paramètres cinématiques. Cette étude, et la compréhension de la $2\nu\beta\beta$, même si elle n'est pas suffisante, est tout de même nécessaire pour espérer comprendre la $0\nu\beta\beta$. Dans cet objectif, les expériences étudiant la capture muonique semblent très intéressantes, puisqu'elles peuvent étudier les noyaux mis en jeu lors de la $0\nu\beta\beta$. Comme nous l'avons vu, la question de g_A est reliée intrinsèquement aux calculs des éléments de matrice nucléaire. De manière générale, il y a une ambiguïté entre ce qui est défini comme étant le g_A et le g_A^{eff} . Cela révèle peut-être la question de ce que fondamentalement représente le g_A , et si oui ou non il fait sens de lui octroyer une valeur différente de 1.27, valeur pour un nucléon libre. Les valeurs de g_A^{eff} qu'il est possible d'extraire, ne sont valables que dans le cadre d'une désintégration particulière, d'un noyau particulier, et d'un modèle nucléaire particulier. Il est parfois possible que le g_A ait besoin d'être renormalisé autour d'une même valeur pour une désintégration précise, mais avec des modèles nucléaires différents. Cela pourrait accréditer l'idée d'une déficience qui serait partagée par tous les modèles nucléaires. Pour autant, donner aujourd'hui, ou même à l'avenir, une valeur universelle de g_A , renormalisée ou non, semble une idée audacieuse. Une fois encore, il est nécessaire d'obtenir toujours plus de données expérimentales pour contraindre la physique nucléaire théorique. Par ailleurs, il serait aussi intéressant d'extraire une paramétrisation des formes spectrales des différentes désintégrations, qui soit indépendante des modèles nucléaires. Le spectre expérimental doit alors être déconvolué vis à vis des effets du détecteur (résolution énergétique, efficacité), et le bruit de fond doit être soustrait. On pourrait alors avoir un moyen de comparer, a posteriori, les prédictions des modèles nucléaires, qui sont susceptibles de s'affiner dans le temps, avec ces données expérimentales. Cela permettrait de comparer plus naturellement les données expérimentales et théoriques, à la manière de ce qui est fait classiquement pour les demi-vies des différentes réactions.

Cette question entraîne un nouveau point qui concerne la comparaison entre les expériences. Étant donné la compréhension théorique actuelle de la $2\nu\beta\beta$ et plus largement de certaines désintégrations β , il semble ambitieux de pouvoir extrapoler ces modèles pour la $0\nu\beta\beta$, et annoncer des contraintes sur la masse effective du neutrino de Majorana. Il semble que ce qui révèle la réelle force, et démontre les excellentes performances des différentes expériences, c'est ce que l'expérience mesure directement, c'est-à-dire le taux de désintégrations, que l'on peut traduire en demi-vie. En ce sens-là, l'expérience LEGEND apparaît comme la plus performante dans les années à venir. Toutefois, il pourrait être possible d'étudier les performances d'une autre manière, en considérant les éléments de matrice nucléaire, le g_A , et $m_{\beta\beta}$ comme une boîte noire, mais en incluant les valeurs des espaces de phase, qui elles, sont bien connues. Cette comparaison ne reste valable que dans l'hypothèse où la transition est expliquée par l'échange d'un neutrino de Majorana. Il faut reconnaître que les ordres de grandeurs de g_A et des éléments de matrices nucléaires sont fiables, et qu'ils permettraient alors, en cas de découverte, d'obtenir un ordre de grandeur pour la valeur de $m_{\beta\beta}$. Il reste cependant discutable, en considérant les incertitudes théoriques, d'effectuer la comparaison des expériences avec $m_{\beta\beta}$. On pourrait alors définir

la boîte noire comme :

$$BN = \sqrt{\frac{m_e^2}{T_{1/2} \times G_{0\nu}}}, \quad (7.19)$$

qui est exprimée en eV. La comparaison de quelques expériences actuelles et futures sur la sensibilité sur ce paramètre est montrée figure 7.31. Les sensibilités sur BN sont calculées à partir des sensibilités des demi-vies de [89], et des éléments d'espace de phase de [79]. Cette comparaison souligne l'avantage du ^{136}Xe et du ^{100}Mo sur le ^{76}Ge . L'inconvénient majeur de cette représentation est qu'il ne permet donc pas de mettre les résultats en perspective avec les hiérarchies de masse des neutrinos.

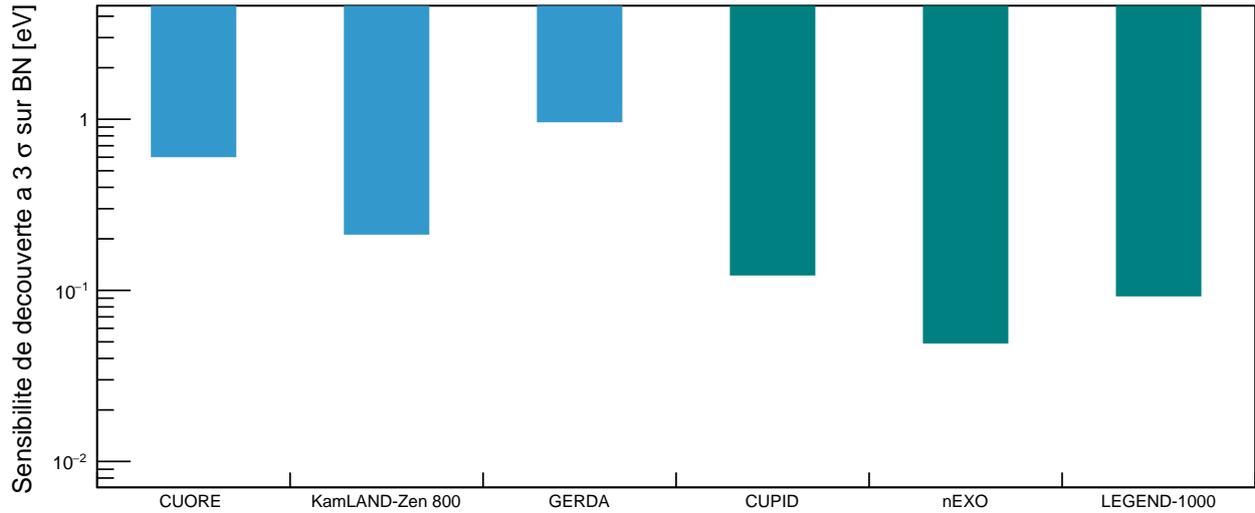


FIGURE 7.31 – Sensibilité de découverte sur le paramètre BN pour quelques expériences actuelles (bleu) et de prochaine génération (vert). Les valeurs sont calculées à partir des sensibilités de la demi-vie de [89] répertoriées dans le tableau 2.7, et des éléments d'espace de phase de [79] répertoriées dans le tableau 2.2.

Quoi qu'il en soit, la recherche de la $0\nu\beta\beta$ a encore de l'avenir devant elle. En effet, même à imaginer qu'on découvre la double bêta dans les prochaines années, il en restera beaucoup à faire, et beaucoup à étudier, pour valider la découverte via d'autres expériences, comprendre le processus et contraindre le paramètre d'intérêt.

Bibliographie

- [1] J. Chadwick, “Intensitätsverteilung im magnetischen Spectrum der β -Strahlen von radium B+C,” *Verhandl. Dtsc. Phys. Ges.*, vol. 16, p. 383, 1914.
- [2] E. Fermi, “Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 88, no. 3, pp. 161–177, 1934.
- [3] F. Reines and C. Cowan Jr, “Detection of the Free Neutrino,” *Phys. Rev.*, vol. 92, no. 3, p. 830, 1953.
- [4] M. Goeppert-Mayer, “Double Beta-Disintegration,” *Phys. Rev.*, vol. 48, no. 6, p. 512, 1935.
- [5] E. Majorana, “Teoria simmetrica dell’elettrone e del positrone,” *Nuovo Cim.*, vol. 14, pp. 171–184, 1937.
- [6] W. H. Furry, “On Transition Probabilities in Double Beta-Disintegration,” *Phys. Rev.*, vol. 56, no. 12, p. 1184, 1939.
- [7] M. G. Inghram and J. H. Reynolds, “Double Beta-Decay of Te^{130} ,” *Phys. Rev.*, vol. 78, no. 6, p. 822, 1950.
- [8] L. D. Landau, “On the conservation laws for weak interactions,” *Nucl. Phys.*, vol. 3, pp. 127–131, 1957.
- [9] T. D. Lee and C. N. Yang, “Parity Nonconservation and a Two-Component Theory of the Neutrino,” *Phys. Rev.*, vol. 105, no. 5, p. 1671, 1957.
- [10] A. Salam, “On parity conservation and neutrino mass,” *Nuovo Cim.*, vol. 5, pp. 299–301, 1957.
- [11] B. Pontecorvo, “Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 26, no. 984-988, p. 165, 1968.
- [12] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar, “Helicity of Neutrinos,” *Phys. Rev.*, vol. 109, no. 3, p. 1015, 1958.
- [13] R. P. Feynman and M. Gell-Mann, “Theory of the Fermi Interaction,” *Phys. Rev.*, vol. 109, no. 1, p. 193, 1958.
- [14] E. C. Sudarshan and R. Marshak, “Chirality Invariance and the Universal Fermi Interaction,” *Phys. Rev.*, vol. 109, no. 5, p. 1860, 1958.
- [15] S. L. Glashow, “Partial Symmetries of Weak Interactions,” *Nucl. Phys.*, vol. 22, pp. 579–588, 1961.
- [16] S. Weinberg, “A Model of Leptons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 19, no. 21, p. 1264, 1967.
- [17] A. Salam, “Weak and Electromagnetic Interactions,” *Conf. Proc. C*, vol. 680519, pp. 367–377, 1968.
- [18] G. Danby, J. M. Gaillard, K. A. Goulios, L. M. Lederman, N. B. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger, “Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 9, pp. 36–44, 1962.

- [19] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, “Remarks on the unified model of elementary particles,” *Prog. Theor. Phys.*, vol. 28, pp. 870–880, 1962.
- [20] V. N. Gribov and B. Pontecorvo, “Neutrino astronomy and lepton charge,” *Phys. Lett. B*, vol. 28, p. 493, 1969.
- [21] R. Davis, Jr., D. S. Harmer, and K. C. Hoffman, “Search for neutrinos from the sun,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 20, pp. 1205–1209, 1968.
- [22] J. N. Bahcall and R. K. Ulrich, “Solar Models, Neutrino Experiments and Helioseismology,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 60, pp. 297–372, 1988.
- [23] S. M. Bilenky and B. Pontecorvo, “Lepton Mixing and Neutrino Oscillations,” *Phys. Rept.*, vol. 41, pp. 225–261, 1978.
- [24] K. S. Hirata *et al.*, “Observation of B-8 Solar Neutrinos in the Kamiokande-II Detector,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 63, p. 16, 1989.
- [25] Y. Fukuda *et al.*, “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, pp. 1562–1567, 1998.
- [26] Q. R. Ahmad *et al.*, “Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, p. 011301, 2002.
- [27] S. R. Elliott, A. A. Hahn, and M. K. Moe, “Direct Evidence for Two Neutrino Double Beta Decay in ^{82}Se ,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, pp. 2020–2023, 1987.
- [28] A. A. Vasenko, I. V. Kirpichnikov, V. A. Kuznetsov, A. S. Starostin, A. G. Dzhanian, G. E. Markosian, V. M. Oganessian, V. S. Pogosov, A. G. Tamanian, and S. R. Shakhazizian, “New Results in the Itep / Yepi Double Beta Decay Experiment With Enriched Germanium Detector,” *Mod. Phys. Lett. A*, vol. 5, pp. 1299–1306, 1990.
- [29] N. Kudomi, H. Ejiri, K. Nagata, K. Okada, J. Tanaka, and T. Shibata, “Double beta decays of Mo-100 to excited states in Ru-100,” *Phys. Rev. C*, vol. 46, pp. R2132–R2135, 1992.
- [30] H. Ejiri *et al.*, “Double beta decays of ^{116}Cd ,” *J. Phys. Soc. Jpn.*, vol. 64, no. 2, pp. 339–343, 1995.
- [31] R. Arnold *et al.*, “Observation of two neutrino double beta decay of ^{116}Cd with the tracking detector NEMO-2,” *JETP Letters*, vol. 61, pp. 170–174, 1995.
- [32] F. Danevich, A. S. Georgadze, V. Kobychiev, B. Kropivnyansky, V. Kuts, A. Nikolaiko, V. Tretyak, and Y. Zdesenko, “The research of 2β decay of ^{116}Cd with enriched $^{116}\text{CdWO}_4$ crystal scintillators,” *Phys. Lett. B*, vol. 344, no. 1-4, pp. 72–78, 1995.
- [33] A. Barabash, “Precise Half-Life Values for Two-Neutrino Double- β Decay : 2020 Review,” *Universe*, vol. 6, no. 10, p. 159, 2020.
- [34] K. Kodama *et al.*, “Observation of tau neutrino interactions,” *Phys. Lett. B*, vol. 504, pp. 218–224, 2001.
- [35] A. Albert *et al.*, “Measuring the atmospheric neutrino oscillation parameters and constraining the 3+1 neutrino model with ten years of ANTARES data,” *JHEP*, vol. 06, p. 113, 2019.
- [36] M. G. Aartsen *et al.*, “Measurement of Atmospheric Neutrino Oscillations at 6–56 GeV with IceCube DeepCore,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 120, no. 7, p. 071801, 2018.
- [37] K. Abe *et al.*, “Atmospheric neutrino oscillation analysis with external constraints in Super-Kamiokande I-IV,” *Phys. Rev. D*, vol. 97, no. 7, p. 072001, 2018.

- [38] K. Abe *et al.*, “Solar Neutrino Measurements in Super-Kamiokande-IV,” *Phys. Rev. D*, vol. 94, no. 5, p. 052010, 2016.
- [39] B. Aharmim *et al.*, “Combined Analysis of all Three Phases of Solar Neutrino Data from the Sudbury Neutrino Observatory,” *Phys. Rev. C*, vol. 88, p. 025501, 2013.
- [40] D. Adey *et al.*, “Measurement of the Electron Antineutrino Oscillation with 1958 Days of Operation at Daya Bay,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 121, no. 24, p. 241805, 2018.
- [41] T. Abrahão *et al.*, “Reactor rate modulation oscillation analysis with two detectors in Double Chooz,” *JHEP*, vol. 01, p. 190, 2021.
- [42] J. Yoo, “Recent Results from RENO Experiment,” June 2020. Talk at Neutrino 2020.
- [43] A. Gando *et al.*, “Reactor On-Off Antineutrino Measurement with KamLAND,” *Phys. Rev. D*, vol. 88, no. 3, p. 033001, 2013.
- [44] K. Abe *et al.*, “Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations,” *Nature*, vol. 580, no. 7803, pp. 339–344, 2020. [Erratum : *Nature* 583, E16 (2020)].
- [45] M. A. Acero *et al.*, “First Measurement of Neutrino Oscillation Parameters using Neutrinos and Antineutrinos by NOvA,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 123, no. 15, p. 151803, 2019.
- [46] P. F. de Salas, D. V. Forero, C. A. Ternes, M. Tortola, and J. W. F. Valle, “Status of neutrino oscillations 2018 : 3σ hint for normal mass ordering and improved CP sensitivity,” *Phys. Lett. B*, vol. 782, pp. 633–640, 2018.
- [47] F. Capozzi, E. Lisi, A. Marrone, and A. Palazzo, “Current unknowns in the three neutrino framework,” *Prog. Part. Nucl. Phys.*, vol. 102, pp. 48–72, 2018.
- [48] I. Esteban, M. C. Gonzalez-Garcia, A. Hernandez-Cabezudo, M. Maltoni, and T. Schwetz, “Global analysis of three-flavour neutrino oscillations : synergies and tensions in the determination of θ_{23} , δ_{CP} , and the mass ordering,” *JHEP*, vol. 01, p. 106, 2019.
- [49] M. Kleesiek *et al.*, “ β -Decay Spectrum, Response Function and Statistical Model for Neutrino Mass Measurements with the KATRIN Experiment,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 79, no. 3, p. 204, 2019.
- [50] M.-M. Bé, V. Chisté, C. Dulieu, E. Browne, C. Baglin, V. Chechev, N. Kuzmenko, R. Helmer, F. Kondev, D. MacMahon, and K. Lee, *Table of Radionuclides*, vol. 3 of *Monographie BIPM-5*. Pavillon de Breteuil, F-92310 Sèvres, France : Bureau International des Poids et Mesures, 2006.
- [51] E. Andreotti, M. Hult, R. Gonzalez de Orduna, G. Marissens, J. S. E. Wieslander, and M. Miaszek, “Half-life of the beta decay In-115 ($9/2+$) \rightarrow Sn-115 ($3/2+$),” *Phys. Rev. C*, vol. 84, p. 044605, 2011.
- [52] V. A. Zheltonozhsky, A. M. Savrasov, N. V. Strilchuk, and V. I. Tretyak, “Precise measurement of energy of the first excited state of ^{115}Sn ($E_{\text{exc}} = 497.3$ keV),” *EPL*, vol. 121, p. 12001, 2018.
- [53] W. Urban *et al.*, “Precise measurement of energies in Sn115 following the (n, γ) reaction,” *Phys. Rev. C*, vol. 94, no. 1, p. 011302, 2016.
- [54] A. de Roubin *et al.*, “High-Precision Q -Value Measurement Confirms the Potential of ^{135}Cs for Absolute Antineutrino Mass Scale Determination,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 124, no. 22, p. 222503, 2020.
- [55] M. Sisti *et al.*, “New limits from the Milano neutrino mass experiment with thermal microcalorimeters,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 520, pp. 125–131, 2004.
- [56] P. Filianin *et al.*, “Direct Q -Value Determination of the β - Decay of Re187,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 127, no. 7, p. 072502, 2021.

- [57] G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot, and A. H. Wapstra, “The Nubase evaluation of nuclear and decay properties,” *Nucl. Phys. A*, vol. 729, pp. 3–128, 2003.
- [58] S. Eliseev *et al.*, “Direct Measurement of the Mass Difference of ^{163}Ho and ^{163}Dy Solves the Q -Value Puzzle for the Neutrino Mass Determination,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 115, no. 6, p. 062501, 2015.
- [59] M. Aker *et al.*, “Direct neutrino-mass measurement with sub-electronvolt sensitivity,” *Nature Phys.*, vol. 18, no. 2, pp. 160–166, 2022.
- [60] M. Aker *et al.*, “Improved Upper Limit on the Neutrino Mass from a Direct Kinematic Method by KATRIN,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 123, no. 22, p. 221802, 2019.
- [61] A. De Rujula and M. Lusignoli, “Calorimetric Measurements of ^{163}Ho Decay as Tools to Determine the Electron Neutrino Mass,” *Phys. Lett. B*, vol. 118, p. 429, 1982.
- [62] C. Velte *et al.*, “High-resolution and low-background ^{163}Ho spectrum : interpretation of the resonance tails,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 79, no. 12, p. 1026, 2019.
- [63] F. Mantegazzini *et al.*, “Metallic magnetic calorimeter arrays for the first phase of the ECHo experiment,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 1030, p. 166406, 2022.
- [64] F. Mantegazzini, N. Kovac, C. Enss, A. Fleischmann, M. Griedel, and L. Gastaldo, “Development and characterisation of high-resolution microcalorimeter detectors for the ECHo-100k experiment,” *arXiv :2301.06455*, 2023.
- [65] L. Gastaldo *et al.*, “The electron capture in ^{163}Ho experiment – ECHo,” *Eur. Phys. J. ST*, vol. 226, no. 8, pp. 1623–1694, 2017.
- [66] B. Alpert *et al.*, “HOLMES - The Electron Capture Decay of ^{163}Ho to Measure the Electron Neutrino Mass with sub-eV sensitivity,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 75, no. 3, p. 112, 2015.
- [67] N. Aghanim *et al.*, “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters,” *Astron. Astrophys.*, vol. 641, p. A6, 2020. [Erratum : *Astron. Astrophys.* 652, C4 (2021)].
- [68] S. Alam *et al.*, “Completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : Cosmological implications from two decades of spectroscopic surveys at the Apache Point Observatory,” *Phys. Rev. D*, vol. 103, no. 8, p. 083533, 2021.
- [69] M. M. Ivanov, M. Simonović, and M. Zaldarriaga, “Cosmological Parameters and Neutrino Masses from the Final Planck and Full-Shape BOSS Data,” *Phys. Rev. D*, vol. 101, no. 8, p. 083504, 2020.
- [70] B. Dasgupta and J. Kopp, “Sterile Neutrinos,” *Phys. Rept.*, vol. 928, pp. 1–63, 2021.
- [71] M. Fukugita and T. Yanagida, “Baryogenesis Without Grand Unification,” *Phys. Lett. B*, vol. 174, pp. 45–47, 1986.
- [72] S. Blanchet and P. Di Bari, “The minimal scenario of leptogenesis,” *New J. Phys.*, vol. 14, p. 125012, 2012.
- [73] Z.-z. Xing and Z.-h. Zhao, “The minimal seesaw and leptogenesis models,” *Rept. Prog. Phys.*, vol. 84, no. 6, p. 066201, 2021.
- [74] S. Gariazzo, C. Giunti, M. Laveder, Y. F. Li, and E. M. Zanin, “Light sterile neutrinos,” *J. Phys. G*, vol. 43, p. 033001, 2016.
- [75] R. L. Workman *et al.*, “Review of Particle Physics,” *PTEP*, vol. 2022, p. 083C01, 2022.
- [76] T. Asaka, S. Blanchet, and M. Shaposhnikov, “The nuMSM, dark matter and neutrino masses,” *Phys. Lett. B*, vol. 631, pp. 151–156, 2005.

- [77] A. Anisimov and P. Di Bari, “Cold Dark Matter from heavy Right-Handed neutrino mixing,” *Phys. Rev. D*, vol. 80, p. 073017, 2009.
- [78] D. Q. Adams *et al.*, “New Direct Limit on Neutrinoless Double Beta Decay Half-Life of ^{128}Te with CUORE,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 129, no. 22, p. 222501, 2022.
- [79] J. Kotila and F. Iachello, “Phase space factors for double- β decay,” *Phys. Rev. C*, vol. 85, p. 034316, 2012.
- [80] J. Böhlke, J. De Laeter, P. De Bièvre, H. Hidaka, H. Peiser, K. Rosman, and P. Taylor, “Isotopic compositions of the elements, 2001,” *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, vol. 34, no. 1, pp. 57–67, 2005.
- [81] S. S. Ratkevich, A. M. Gangapshev, Y. M. Gavriilyuk, F. F. Karpeshin, V. V. Kazalov, V. V. Kuzminov, S. I. Panasenko, M. B. Trzhaskovskaya, and S. P. Yakimenko, “Comparative study of the double K -shell-vacancy production in single- and double-electron capture decay,” *Phys. Rev. C*, vol. 96, no. 6, p. 065502, 2017.
- [82] Y. M. Gavriilyuk, A. M. Gangapshev, V. V. Kazalov, V. V. Kuzminov, S. I. Panasenko, and S. S. Ratkevich, “Indications of $2\nu 2K$ capture in ^{78}Kr ,” *Phys. Rev. C*, vol. 87, no. 3, p. 035501, 2013.
- [83] M. Pujol, B. Marty, P. Burnard, and P. Philippot, “Xenon in Archean barite : Weak decay of ^{130}Ba , mass-dependent isotopic fractionation and implication for barite formation,” *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 73, no. 22, pp. 6834–6846, 2009.
- [84] A. P. Meshik, C. M. Hohenberg, O. V. Pravdivtseva, and Y. S. Kapusta, “Weak decay of Ba-130 and Ba-132 : Geochemical measurements,” *Phys. Rev. C*, vol. 64, p. 035205, 2001.
- [85] E. Aprile *et al.*, “Observation of two-neutrino double electron capture in ^{124}Xe with XENON1T,” *Nature*, vol. 568, no. 7753, pp. 532–535, 2019.
- [86] F. Šimkovic, R. Dvornický, D. Stefánik, and A. Faessler, “Improved description of the $2\nu\beta\beta$ - decay and a possibility to determine the effective axial-vector coupling constant,” *Phys. Rev. C*, vol. 97, no. 3, p. 034315, 2018.
- [87] O. Nițescu, R. Dvornický, S. Stoica, and F. Šimkovic, “Angular Distributions of Emitted Electrons in the Two-Neutrino $\beta\beta$ Decay,” *Universe*, vol. 7, no. 5, p. 147, 2021.
- [88] C. Augier *et al.*, “New measurement of double- β decays of ^{100}Mo to excited states of ^{100}Ru with the CUPID-Mo experiment,” *Phys. Rev. C*, vol. 107, no. 2, p. 025503, 2023.
- [89] M. Agostini, G. Benato, J. A. Detwiler, J. Menéndez, and F. Vissani, “Toward the discovery of matter creation with neutrinoless $\beta\beta$ decay,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 95, no. 2, p. 025002, 2023.
- [90] F. Šimkovic, V. Rodin, A. Faessler, and P. Vogel, “ $0\nu\beta\beta$ and $2\nu\beta\beta$ nuclear matrix elements, quasiparticle random-phase approximation, and isospin symmetry restoration,” *Phys. Rev. C*, vol. 87, no. 4, p. 045501, 2013.
- [91] L. S. Song, J. M. Yao, P. Ring, and J. Meng, “Nuclear matrix element of neutrinoless double- β decay : Relativity and short-range correlations,” *Phys. Rev. C*, vol. 95, no. 2, p. 024305, 2017.
- [92] J. Barea, J. Kotila, and F. Iachello, “ $0\nu\beta\beta$ and $2\nu\beta\beta$ nuclear matrix elements in the interacting boson model with isospin restoration,” *Phys. Rev. C*, vol. 91, no. 3, p. 034304, 2015.
- [93] D. Mund, B. Maerkisch, M. Deissenroth, J. Krempel, M. Schumann, H. Abele, A. Petoukhov, and T. Soldner, “Determination of the Weak Axial Vector Coupling from a Measurement of the Beta-Asymmetry Parameter A in Neutron Beta Decay,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, p. 172502, 2013.

- [94] B. Märkisch *et al.*, “Measurement of the Weak Axial-Vector Coupling Constant in the Decay of Free Neutrons Using a Pulsed Cold Neutron Beam,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 122, no. 24, p. 242501, 2019.
- [95] J. T. Suhonen, “Value of the Axial-Vector Coupling Strength in β and $\beta\beta$ Decays : A Review,” *Front. in Phys.*, vol. 5, p. 55, 2017.
- [96] J. Suhonen and O. Civitarese, “Probing the quenching of g_A by single and double beta decays,” *Phys. Lett. B*, vol. 725, pp. 153–157, 2013.
- [97] M. Haaranen, P. C. Srivastava, and J. Suhonen, “Forbidden nonunique β decays and effective values of weak coupling constants,” *Phys. Rev. C*, vol. 93, no. 3, p. 034308, 2016.
- [98] M. Kortelainen and J. Suhonen, “Ordinary muon capture as a probe of virtual transitions of beta beta decay,” *EPL*, vol. 58, pp. 666–672, 2002.
- [99] I. H. Hashim *et al.*, “Ordinary muon capture rates on ^{100}Mo and $^{\text{nat}}\text{Mo}$ for astro-antineutrinos and double beta decays,” 2023.
- [100] E. Mondragon, “The MONUMENT Experiment ; Ordinary Muon Capture as a benchmark for $0\nu\beta\beta$ -decay nuclear structure calculations,” June 2022. Talk at MEDEX’22.
- [101] S. Dell’Oro, S. Marcocci, M. Viel, and F. Vissani, “Neutrinoless double beta decay : 2015 review,” *Adv. High Energy Phys.*, vol. 2016, p. 2162659, 2016.
- [102] Y. Chikashige, R. N. Mohapatra, and R. D. Peccei, “Spontaneously Broken Lepton Number and Cosmological Constraints on the Neutrino Mass Spectrum,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 45, p. 1926, 1980.
- [103] G. B. Gelmini and M. Roncadelli, “Left-Handed Neutrino Mass Scale and Spontaneously Broken Lepton Number,” *Phys. Lett. B*, vol. 99, pp. 411–415, 1981.
- [104] H. M. Georgi, S. L. Glashow, and S. Nussinov, “Unconventional Model of Neutrino Masses,” *Nucl. Phys. B*, vol. 193, pp. 297–316, 1981.
- [105] S. Cebrián, “Cosmogenic activation of materials,” *Int. J. Mod. Phys. A*, vol. 32, no. 30, p. 1743006, 2017.
- [106] O. G. Polischuk, “Enriched Crystal Scintillators for 2β Experiments,” *MDPI Physics*, vol. 3, no. 1, pp. 103–118, 2021.
- [107] J. Shirai, “Results and future plans for the KamLAND-Zen experiment,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 888, no. 1, p. 012031, 2017.
- [108] N. F. de Barros and K. Zuber, “Solar neutrino-electron scattering as background limitation for double beta decay,” *J. Phys. G*, vol. 38, p. 105201, 2011.
- [109] H. Ejiri and S. R. Elliott, “Charged current neutrino cross section for solar neutrinos, and background to $\beta\beta(0\nu)$ experiments,” *Phys. Rev. C*, vol. 89, no. 5, p. 055501, 2014.
- [110] H. Ejiri and S. R. Elliott, “Solar neutrino interactions with the double beta decay nuclei of ^{82}Se , ^{100}Mo and ^{150}Nd ,” *Phys. Rev. C*, vol. 95, no. 5, p. 055501, 2017.
- [111] R. L. Workman *et al.*, “Review of Particle Physics,” *PTEP*, vol. 2022, p. 083C01, 2022.
- [112] E. Fiorini, A. Pullia, G. Bertolini, F. Cappellani, and G. Restelli, “A Search for Lepton Nonconservation in Double Beta Decay With a Germanium Detector,” *Phys. Lett. B*, vol. 25, pp. 602–603, 1967.
- [113] R. Cooper, D. Radford, P. Hausladen, and K. Lagergren, “A novel HPGe detector for gamma-ray tracking and imaging,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 665, p. 25–32, 2012.

- [114] M. Agostini *et al.*, “Results on $\beta\beta$ decay with emission of two neutrinos or Majorons in ^{76}Ge from GERDA Phase I,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 75, no. 9, p. 416, 2015.
- [115] M. Agostini *et al.*, “Characterization of inverted coaxial ^{76}Ge detectors in GERDA for future double- β decay experiments,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 81, no. 6, p. 505, 2021.
- [116] M. Agostini *et al.*, “Upgrade for Phase II of the Gerda experiment,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 78, no. 5, p. 388, 2018.
- [117] D. Budjas, M. Barnabe Heider, O. Chkvorets, N. Khanbekov, and S. Schonert, “Pulse shape discrimination studies with a Broad-Energy Germanium detector for signal identification and background suppression in the GERDA double beta decay experiment,” *JINST*, vol. 4, p. P10007, 2009.
- [118] M. Agostini *et al.*, “Final Results of GERDA on the Search for Neutrinoless Double- β Decay,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 125, no. 25, p. 252502, 2020.
- [119] S. I. Alvis *et al.*, “A Search for Neutrinoless Double-Beta Decay in ^{76}Ge with 26 kg-yr of Exposure from the MAJORANA DEMONSTRATOR,” *Phys. Rev. C*, vol. 100, no. 2, p. 025501, 2019.
- [120] N. Abgrall *et al.*, “The Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless $\beta\beta$ Decay : LEGEND-1000 Preconceptual Design Report,” 2021.
- [121] C. Brofferio and S. Dell’Oro, “Contributed Review : The saga of neutrinoless double beta decay search with TeO_2 thermal detectors,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 89, no. 12, p. 121502, 2018.
- [122] C. Arnaboldi *et al.*, “CUORE : A Cryogenic underground observatory for rare events,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 518, pp. 775–798, 2004.
- [123] D. Q. Adams *et al.*, “Search for Majorana neutrinos exploiting millikelvin cryogenics with CUORE,” *Nature*, vol. 604, no. 7904, pp. 53–58, 2022.
- [124] O. Azzolini *et al.*, “CUPID-0 : the first array of enriched scintillating bolometers for $0\nu\beta\beta$ decay investigations,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 78, no. 5, p. 428, 2018.
- [125] O. Azzolini *et al.*, “Final result of CUPID-0 phase-I in the search for the ^{82}Se Neutrinoless Double- β Decay,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 123, no. 3, p. 032501, 2019.
- [126] C. Augier *et al.*, “Final results on the $0\nu\beta\beta$ decay half-life limit of ^{100}Mo from the CUPID-Mo experiment,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 82, no. 11, p. 1033, 2022.
- [127] E. Armengaud *et al.*, “The CUPID-Mo experiment for neutrinoless double-beta decay : performance and prospects,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 80, no. 1, p. 44, 2020.
- [128] V. Alenkov *et al.*, “First Results from the AMoRE-Pilot neutrinoless double beta decay experiment,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 79, no. 9, p. 791, 2019.
- [129] H. B. Kim *et al.*, “Status and Performance of the AMoRE-I Experiment on Neutrinoless Double Beta Decay,” *J. Low Temp. Phys.*, vol. 209, no. 5-6, pp. 962–970, 2022.
- [130] G. Anton *et al.*, “Search for Neutrinoless Double- β Decay with the Complete EXO-200 Dataset,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 123, no. 16, p. 161802, 2019.
- [131] G. Adhikari *et al.*, “nEXO : neutrinoless double beta decay search beyond 10^{28} year half-life sensitivity,” *J. Phys. G*, vol. 49, no. 1, p. 015104, 2022.
- [132] J. Renner *et al.*, “Energy calibration of the NEXT-White detector with 1% resolution near $Q_{\beta\beta}$ of ^{136}Xe ,” *JHEP*, vol. 10, p. 230, 2019.
- [133] J. Martín-Albo *et al.*, “Sensitivity of NEXT-100 to Neutrinoless Double Beta Decay,” *JHEP*, vol. 05, p. 159, 2016.

- [134] C. Adams *et al.*, “Sensitivity of a tonne-scale NEXT detector for neutrinoless double beta decay searches,” *JHEP*, vol. 2021, no. 08, p. 164, 2021.
- [135] I. Rivilla *et al.*, “Fluorescent bicolour sensor for low-background neutrinoless double β decay experiments,” *Nature*, vol. 583, no. 7814, pp. 48–54, 2020.
- [136] X. Chen *et al.*, “PandaX-III : Searching for neutrinoless double beta decay with high pressure ^{136}Xe gas time projection chambers,” *Sci. China Phys. Mech. Astron.*, vol. 60, no. 6, p. 061011, 2017.
- [137] Y. Gando *et al.*, “The nylon balloon for xenon loaded liquid scintillator in KamLAND-Zen 800 neutrinoless double-beta decay search experiment,” *JINST*, vol. 16, no. 08, p. P08023, 2021.
- [138] S. Abe *et al.*, “Search for the Majorana Nature of Neutrinos in the Inverted Mass Ordering Region with KamLAND-Zen,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 130, no. 5, p. 051801, 2023.
- [139] J. Shirai, “Results and future plans for the KamLAND-Zen experiment,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 888, no. 1, p. 012031, 2017.
- [140] V. Albanese *et al.*, “The SNO+ experiment,” *JINST*, vol. 16, no. 08, p. P08059, 2021.
- [141] R. Arnold *et al.*, “Technical design and performance of the NEMO 3 detector,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 536, pp. 79–122, 2005.
- [142] R. Arnold *et al.*, “Results of the search for neutrinoless double- β decay in ^{100}Mo with the NEMO-3 experiment,” *Phys. Rev. D*, vol. 92, no. 7, p. 072011, 2015.
- [143] R. Arnold *et al.*, “Measurement of the double-beta decay half-life and search for the neutrinoless double-beta decay of ^{48}Ca with the NEMO-3 detector,” *Phys. Rev. D*, vol. 93, no. 11, p. 112008, 2016.
- [144] R. Arnold *et al.*, “Measurement of the $2\nu\beta\beta$ decay half-life of ^{150}Nd and a search for $0\nu\beta\beta$ decay processes with the full exposure from the NEMO-3 detector,” *Phys. Rev. D*, vol. 94, no. 7, p. 072003, 2016.
- [145] R. Arnold *et al.*, “Measurement of the $2\nu\beta\beta$ Decay Half-Life and Search for the $0\nu\beta\beta$ Decay of ^{116}Cd with the NEMO-3 Detector,” *Phys. Rev. D*, vol. 95, no. 1, p. 012007, 2017.
- [146] R. Arnold *et al.*, “Final results on ^{82}Se double beta decay to the ground state of ^{82}Kr from the NEMO-3 experiment,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 78, no. 10, p. 821, 2018.
- [147] G. Eurin, *Search for double beta decay of ^{96}Zr with the NEMO-3 detector and ultra-low radioactivity measurements for the SuperNEMO experiment with the BiPo-3 detector*. PhD thesis, U. Coll. London, 2015.
- [148] R. Arnold *et al.*, “Measurement of the distribution of ^{207}Bi depositions on calibration sources for SuperNEMO,” *JINST*, vol. 16, no. 07, p. T07012, 2021.
- [149] A. S. Barabash *et al.*, “Calorimeter development for the SuperNEMO double beta decay experiment,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 868, pp. 98–108, 2017.
- [150] S. P. Langley, “The Bolometer and Radiant Energy,” *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences*, vol. 16, pp. 342–358, 1880.
- [151] E. Fiorini and T. O. Niinikoski, “Low Temperature Calorimetry for Rare Decays,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 224, p. 83, 1984.
- [152] V. Novati, *Sensitivity enhancement of the CUORE experiment via the development of Cherenkov hybrid TeO_2 bolometers*. PhD thesis, CSNSM, Orsay, 2018.

- [153] C. S. Kang *et al.*, “MMC-based low-temperature detector system of the AMoRE-Pilot experiment,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 30, no. 8, p. 084011, 2017.
- [154] E. S. Battistelli *et al.*, “CALDER - Neutrinoless double-beta decay identification in TeO₂ bolometers with kinetic inductance detectors,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 75, no. 8, p. 353, 2015.
- [155] E. E. Haller, N. P. Palaio, M. Rodder, W. L. Hansen, and E. Kreysa, *NTD Germanium : A Novel Material for Low Temperature Bolometers*. 1984.
- [156] B. I. Shklovskii and A. L. Efros, *Electronic Properties of Doped Semiconductors*, vol. 45. Springer Berlin, Heidelberg, 1984.
- [157] M. Barucci, J. Beeman, E. Olivieri, E. Pasca, L. Risegari, and G. Ventura, “Electrical characteristics of heavily doped NTD Ge at very low temperatures,” *Physica B : Condensed Matter*, vol. 368, pp. 139–142, 2005.
- [158] V. Singh *et al.*, “Large area photon calorimeter with Ir-Pt bilayer transition-edge sensor for the CUPID experiment,” 2022.
- [159] E. Gatti and P. F. Manfredi, “Processing the Signals From Solid State Detectors in Elementary Particle Physics,” *Riv. Nuovo Cim.*, vol. 9N1, pp. 1–146, 1986.
- [160] D. Poda, “Scintillation in Low-Temperature Particle Detectors,” *MDPI Physics*, vol. 3, no. 3, pp. 473–535, 2021.
- [161] B. S. Neganov and V. N. Trofimov, “Colorimetric method measuring ionizing radiation,” *Otkryt. Izobret.*, vol. 146, p. 215, 1985.
- [162] P. N. Luke, “Voltage-assisted calorimetric ionization detector,” *Journal of Applied Physics*, vol. 64, no. 12, pp. 6858–6860, 1988.
- [163] A. Ahmine *et al.*, “Enhanced light signal for the suppression of pile-up events in Mo-based bolometers for the $0\nu\beta\beta$ decay search,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 83, no. 5, p. 373, 2023.
- [164] T. Tabarelli de Fatis, “Cerenkov emission as a positive tag of double beta decays in bolometric experiments,” *European Physical Journal C*, vol. 65, no. 1-2, pp. 359–361, 2010.
- [165] I. C. Bandac *et al.*, “The $0\nu 2\beta$ -decay CROSS experiment : preliminary results and prospects,” *JHEP*, vol. 01, p. 018, 2020.
- [166] A. Armatol, “New results about the revolutionary bolometer assembly of BINGO,” in *Matrix Elements for the Double-beta-decay EXperiments*, 2023.
- [167] C. Augier *et al.*, “The background model of the CUPID-Mo $0\nu\beta\beta$ experiment,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 83, no. 7, p. 675, 2023.
- [168] E. Armengaud *et al.*, “Performance of the EDELWEISS-III experiment for direct dark matter searches,” *JINST*, vol. 12, no. 08, p. P08010, 2017.
- [169] M. Mancuso, J. Beeman, A. Giuliani, L. Dumoulin, E. Olivieri, G. Pessina, O. Plantevin, C. Rusconi, and M. Tenconi, “An experimental study of antireflective coatings in Ge light detectors for scintillating bolometers,” *EPJ Web of Conferences*, vol. 65, p. 04003, 2014.
- [170] E. Armengaud *et al.*, “Background studies for the EDELWEISS dark matter experiment,” *Astropart. Phys.*, vol. 47, pp. 1–9, 2013.
- [171] M. L’Hour, “Un site sous-marin sur la côte de l’Armorique. L’épave antique de Ploumanac’h,” *Revue archéologique de l’ouest*, vol. 4, no. 1, pp. 113–131, 1987.
- [172] R. Hodák *et al.*, “Characterization and long-term performance of the Radon Trapping Facility operating at the Modane Underground Laboratory,” *J. Phys. G*, vol. 46, no. 11, p. 115105, 2019.

- [173] B. Schmidt *et al.*, “Muon-induced background in the EDELWEISS dark matter search,” *Astroparticle Physics*, vol. 44, pp. 28–39, 2013.
- [174] C. Alduino *et al.*, “Analysis techniques for the evaluation of the neutrinoless double- β decay lifetime in ^{130}Te with the CUORE-0 detector,” *Phys. Rev. C*, vol. 93, no. 4, p. 045503, 2016.
- [175] O. Azzolini *et al.*, “Analysis of cryogenic calorimeters with light and heat read-out for double beta decay searches,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 78, no. 9, p. 734, 2018.
- [176] K. Alfonso *et al.*, “Optimization of the first CUPID detector module,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 82, no. 9, p. 810, 2022.
- [177] S. Di Domizio, F. Orio, and M. Vignati, “Lowering the energy threshold of large-mass bolometric detectors,” *JINST*, vol. 6, p. P02007, 2011.
- [178] O. Azzolini *et al.*, “Final Result on the Neutrinoless Double Beta Decay of ^{82}Se with CUPID-0,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 129, no. 11, p. 111801, 2022.
- [179] A. S. Barabash *et al.*, “The BiPo-3 detector for the measurement of ultra low natural radioactivities of thin materials,” *JINST*, vol. 12, no. 06, p. P06002, 2017.
- [180] A. Caldwell, D. Kollár, and K. Kröninger, “BAT : The Bayesian Analysis Toolkit,” *Comput. Phys. Commun.*, vol. 180, pp. 2197–2209, 2009.
- [181] M. Mirea, T. Pahomi, and S. Stoica, “Values of the phase space factors involved in double beta decay,” *Rom. Rep. Phys.*, vol. 67, no. 3, p. 872, 2015.
- [182] P. K. Rath, R. Chandra, K. Chaturvedi, P. Lohani, P. K. Raina, and J. G. Hirsch, “Neutrinoless $\beta\beta$ decay transition matrix elements within mechanisms involving light Majorana neutrinos, classical Majorons, and sterile neutrinos,” *Phys. Rev. C*, vol. 88, no. 6, p. 064322, 2013.
- [183] P. K. Rath, R. Chandra, K. Chaturvedi, and P. K. Raina, “Nuclear Transition Matrix Elements for Double- β Decay Within PHFB Model,” *Front. in Phys.*, vol. 7, p. 64, 2019.
- [184] F. Šimkovic, A. Smetana, and P. Vogel, “ $0\nu\beta\beta$ and $2\nu\beta\beta$ nuclear matrix elements evaluated in closure approximation, neutrino potentials and $\text{su}(4)$ symmetry,” *Phys. Rev. C*, vol. 98, p. 064325, 2018.
- [185] P. Pirinen and J. Suhonen, “Systematic approach to β and $2\nu\beta\beta$ decays of mass $a = 100 - -136$ nuclei,” *Phys. Rev. C*, vol. 91, p. 054309, 2015.
- [186] N. López Vaquero, T. R. Rodríguez, and J. L. Egido, “Shape and pairing fluctuations effects on neutrinoless double beta decay nuclear matrix elements,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, no. 14, p. 142501, 2013.
- [187] R. Arnold *et al.*, “Measurement of double beta decay of Mo-100 to excited states in the NEMO 3 experiment,” *Nucl. Phys. A*, vol. 781, pp. 209–226, 2007.
- [188] R. Arnold *et al.*, “Investigation of double beta decay of ^{100}Mo to excited states of ^{100}Ru ,” *Nucl. Phys. A*, vol. 925, pp. 25–36, 2014.
- [189] C. Alduino *et al.*, “Measurement of the two-neutrino double-beta decay half-life of ^{130}Te with the CUORE-0 experiment,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 77, no. 1, p. 13, 2017.
- [190] O. Azzolini *et al.*, “Background Model of the CUPID-0 Experiment,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 79, no. 7, p. 583, 2019.
- [191] S. Rozov *et al.*, “Monitoring of the thermal neutron flux in the LSM underground laboratory,” *arXiv preprint arXiv :1001.4383*, 2010.

- [192] S. Fiorucci *et al.*, “Identification of backgrounds in the EDELWEISS-I dark matter search experiment,” *Astropart. Phys.*, vol. 28, pp. 143–153, 2007.
- [193] R. Lemrani, M. Robinson, V. A. Kudryavtsev, M. De Jesus, G. Gerbier, and N. J. C. Spooner, “Low energy neutron propagation in MCNPX and GEANT4,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 560, pp. 454–459, 2006.
- [194] R. Gurriaran. Personal communication.
- [195] J. Allison *et al.*, “,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 835, p. 186, 2016.
- [196] J. Kotila, 2012. personal communication.
- [197] O. A. Ponkratenko, V. I. Tretyak, and Y. G. Zdesenko, “The Event generator DECAY4 for simulation of double beta processes and decay of radioactive nuclei,” *Phys. Atom. Nucl.*, vol. 63, pp. 1282–1287, 2000.
- [198] G. Collaboration *et al.*, “Physics reference manual,” *Version : geant4*, vol. 9, no. 0, 2020.
- [199] M. Plummer, “JAGS : A Program for Analysis of Bayesian Graphical Models Using Gibbs Sampling,” in *Proceedings of the 3rd International Workshop on Distributed Statistical Computing (DSC 2003)*, (Vienna), 2003.
- [200] M. Plummer, “JAGS Version 3.3.0 user manual,” 2012.
- [201] A. Gelman, J. B. Carlin, H. S. Stern, D. B. Dunson, A. Vehtari, and D. Rubin, *Bayesian Data Analysis*. 3rd Edition : Chapman & Hall, 2013.
- [202] R. Arnold *et al.*, “Detailed studies of ^{100}Mo two-neutrino double beta decay in NEMO-3,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 79, no. 5, p. 440, 2019.
- [203] E. Armengaud *et al.*, “Development and underground test of radiopure ZnMoO_4 scintillating bolometers for the LUMINEU $0\nu 2\beta$ project,” *Journal of Instrumentation*, vol. 10, no. 05, p. P05007, 2015.
- [204] V. Grigorieva *et al.*, “ Li_2MoO_4 Crystals Grown by Low-Thermal-Gradient Czochralski Technique,” *Journal of Materials Science and Engineering B*, vol. 7, 2017.
- [205] C. Augier *et al.*, “Measurement of the $2\nu\beta\beta$ decay rate and spectral shape of ^{100}Mo from the CUPID-Mo experiment,” 7 2023.
- [206] F. Šimkovic. Personal communication.
- [207] A. Gando *et al.*, “Precision measurement of the ^{136}Xe two-neutrino $\beta\beta$ spectrum in KamLAND-Zen and its impact on the quenching of nuclear matrix elements,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 122, no. 19, p. 192501, 2019.
- [208] A. Barabash. Personal communication.
- [209] L. Coraggio, N. Itaco, G. De Gregorio, A. Gargano, R. Mancino, and F. Nowacki, “Shell-model calculation of ^{100}Mo double- β decay,” *Phys. Rev. C*, vol. 105, no. 3, p. 034312, 2022.
- [210] L. Coraggio and G. D. Gregorio, 2023. Personal communication.
- [211] E. Bossio and M. Agostini, “Probing Beyond the Standard Model Physics with Double-beta Decays,” 2023.
- [212] S. Rahaman *et al.*, “Q value of the Mo-100 Double-Beta Decay,” *Phys. Lett. B*, vol. 662, pp. 111–116, 2008.
- [213] J. Dilling, K. Blaum, M. Brodeur, and S. Eliseev, “Penning-Trap Mass Measurements in Atomic and Nuclear Physics,” *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, vol. 68, pp. 45–74, 2018.

- [214] J. A. Detwiler and R. G. H. Robertson, “Shake-up and shake-off effects in neutrinoless double- β decay,” *Phys. Rev. C*, vol. 107, no. 4, p. L042501, 2023.
- [215] E. G. Drukarev, M. Y. Amusia, and L. V. Chernysheva, “Role of the atomic electron shell in the double β decay,” *Phys. Rev. C*, vol. 94, no. 3, p. 035504, 2016.
- [216] D. M. Mei and W. Z. Wei, “The implication of the atomic effects in neutrinoless double beta decay,” *Mod. Phys. Lett. A*, vol. 37, no. 10, p. 2250058, 2022.
- [217] D. Mei and W. Wei, “The decay Q value of neutrinoless double beta decay revisited,” *Nucl. Phys. A*, vol. 1032, p. 122623, 2023.
- [218] M. Biassoni, “Perspective of neutrino physics with CUPID,” Mar. 2023. Talk at La Thuile 2023 - Les Rencontres de Physique de la Vallée d’Aoste.
- [219] C. Alduino *et al.*, “The CUORE cryostat : An infrastructure for rare event searches at millikelvin temperatures,” *Cryogenics*, vol. 102, pp. 9–21, 2019.
- [220] W. R. Armstrong *et al.*, “CUPID pre-CDR,” 2019.
- [221] J. J. Back and Y. A. Ramachers, “ACTIVIA : Calculation of Isotope Production Cross-sections and Yields,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 586, pp. 286–294, 2008.
- [222] D. Poda and A. Giuliani, “Low background techniques in bolometers for double-beta decay search,” *Int. J. Mod. Phys. A*, vol. 32, no. 30, p. 1743012, 2017.
- [223] F. Arneodo *et al.*, “Neutron background measurements in the Hall C of the Gran Sasso Laboratory,” *Nuovo Cim. A*, vol. 112, pp. 819–831, 1999.
- [224] D. Mei and A. Hime, “Muon-induced background study for underground laboratories,” *Phys. Rev. D*, vol. 73, p. 053004, 2006.
- [225] M. Wang, G. Audi, F. G. Kondev, W. J. Huang, S. Naimi, and X. Xu, “The AME2016 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references,” *Chin. Phys. C*, vol. 41, no. 3, p. 030003, 2017.
- [226] J. Suhonen, “Electron spectra of forbidden β decays and the effective value of the axial-vector coupling constant g_A ,” *AIP Conf. Proc.*, vol. 1894, no. 1, p. 020024, 2017.
- [227] M. Haaranen, J. Kotila, and J. Suhonen, “Spectrum-shape method and the next-to-leading-order terms of the β -decay shape factor,” *Phys. Rev. C*, vol. 95, p. 024327, 2017.
- [228] A. Kumar, P. C. Srivastava, J. Kostensalo, and J. Suhonen, “Second-forbidden nonunique β^- decays of ^{24}Na and ^{36}Cl assessed by the nuclear shell model,” *Phys. Rev. C*, vol. 101, p. 064304, 2020.
- [229] M. T. Mustonen, M. Aunola, and J. Suhonen, “Theoretical description of the fourth-forbidden non-unique beta decays of Cd-113 and In-115,” *Phys. Rev. C*, vol. 73, p. 054301, 2006. [Erratum : *Phys.Rev.C* 76, 019901 (2007)].
- [230] L. Bodenstern-Dresler *et al.*, “Quenching of g_A deduced from the β -spectrum shape of ^{113}Cd measured with the COBRA experiment,” *Phys. Lett. B*, vol. 800, p. 135092, 2020.
- [231] A. F. Leder *et al.*, “Determining g_A/g_V with High-Resolution Spectral Measurements Using a LiInSe_2 Bolometer,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 129, no. 23, p. 232502, 2022.
- [232] J. Kostensalo, J. Suhonen, J. Volkmer, S. Zatschler, and K. Zuber, “Confirmation of g_A quenching using the revised spectrum-shape method for the analysis of the ^{113}Cd β -decay as measured with the COBRA demonstrator,” *Phys. Lett. B*, vol. 822, p. 136652, 2021.
- [233] P. Belli *et al.*, “Investigation of beta decay of Cd113,” *Phys. Rev. C*, vol. 76, p. 064603, 2007.

- [234] M. Mancuso, *Development and optimization of scintillating bolometers and innovative light detectors for a pilot underground experiment on neutrinoless double beta decay*. PhD thesis, CSNSM, Orsay, 2016.
- [235] W. Kirch, ed., *Pearson's Correlation Coefficient*, pp. 1090–1091. Dordrecht : Springer Netherlands, 2008.
- [236] D. L. Helis, *Searching for neutrinoless double-beta decay with scintillating bolometers*. PhD thesis, 2021.
- [237] E. Armengaud *et al.*, “Development of ^{100}Mo -containing scintillating bolometers for a high-sensitivity neutrinoless double-beta decay search,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 77, no. 11, p. 785, 2017.
- [238] C. Arnaboldi, J. W. Beeman, O. Cremonesi, L. Gironi, M. Pavan, G. Pessina, S. Pirro, and E. Previtoli, “ CdWO_4 scintillating bolometer for Double Beta Decay : Light and Heat anticorrelation, light yield and quenching factors,” *Astropart. Phys.*, vol. 34, pp. 143–150, 2010.
- [239] F. A. Danevich, A. S. Georgadze, V. V. Kobychyev, S. S. Nagorny, A. S. Nikolaiko, O. A. Ponkratenko, V. I. Tretyak, S. Y. Zdesenko, Y. G. Zdesenko, P. G. Bizzeti, T. F. Fazzini, and P. R. Maurenzig, “ α activity of natural tungsten isotopes,” *Phys. Rev. C*, vol. 67, p. 014310, 2003.
- [240] Y. G. Zdesenko, F. T. I. Avignone, V. Brudanin, F. Danevich, S. Nagorny, I. M. Solsky, and V. I. Tretyak, “Scintillation properties and radioactive contamination of CaWO_4 crystal scintillators,” *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, vol. 538, pp. 657–667, 2005.
- [241] C. Cozzini *et al.*, “Detection of the natural α decay of tungsten,” *Phys. Rev. C*, vol. 70, p. 064606, 2004.
- [242] P. Belli *et al.*, “Radioactive contamination of ZnWO_4 crystal scintillators,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 626, pp. 31–38, 2011.
- [243] J. Allison *et al.*, “Recent developments in Geant4,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 835, pp. 186–225, 2016.
- [244] O. A. Ponkratenko, V. I. Tretyak, and Y. G. Zdesenko, “The Event generator DECAY4 for simulation of double beta processes and decay of radioactive nuclei,” *Phys. Atom. Nucl.*, vol. 63, pp. 1282–1287, 2000.
- [245] I. Bandac, 2018. LSC γ counting facility, personal communication.
- [246] M. Laubenstein, 2018. LNGS γ counting facility, personal communication.
- [247] J. Kostensalo and J. Suhonen. Personal communication.
- [248] J. Toivanen and J. Suhonen, “Microscopic quasiparticle-phonon description of odd-mass $^{127-133}\text{Xe}$ isotopes and their β decay,” *Phys. Rev. C*, vol. 57, pp. 1237–1245, 1998.
- [249] F. Iachello and O. Scholten, “Interacting Boson-Fermion Model of Collective States in Odd-A Nuclei,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 43, pp. 679–682, 1979.
- [250] F. Danevich, A. Georgadze, V. Kobychyev, B. Kropivnyansky, V. Kuts, A. Nikolayko, O. Ponkratenko, V. Tretyak, and Y. Zdesenko, “Beta decay of ^{113}Cd ,” *Physics of Atomic Nuclei*, vol. 59(1), pp. 1–5, 1996.
- [251] C. Goessling, M. Junker, H. Kiel, D. Muenstermann, S. Oehl, and K. Zuber, “Experimental study of ^{113}Cd β decay using CdZnTe detectors,” *Phys. Rev. C*, vol. 72, p. 064328, 2005.
- [252] J. V. Dawson, C. Reeve, J. R. Wilson, K. Zuber, M. Junker, C. Gossling, T. Kottig, D. Munstermann, S. Rajek, and O. Schulz, “An Investigation into the Cd-113 Beta Decay Spectrum using a CdZnTe Array,” *Nucl. Phys. A*, vol. 818, pp. 264–278, 2009.

- [253] J. Kostensalo, E. Lisi, A. Marrone, and J. Suhonen, “Cd113 β -decay spectrum and gA quenching using spectral moments,” *Phys. Rev. C*, vol. 107, no. 5, p. 055502, 2023.
- [254] P. Belli, R. Bernabei, F. A. Danevich, A. Incicchitti, and V. I. Tretyak, “Experimental searches for rare alpha and beta decays,” *Eur. Phys. J. A*, vol. 55, no. 8, p. 140, 2019.