



HAL
open science

**Analyse des données de l'expérience NEMO3 pour la
recherche de la désintégration double bêta sans émission
de neutrinos. Étude des biais systématiques du
calorimètre et développements d'outils d'analyse**

Christophe Hugon

► **To cite this version:**

Christophe Hugon. Analyse des données de l'expérience NEMO3 pour la recherche de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos. Étude des biais systématiques du calorimètre et développements d'outils d'analyse. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112335 . tel-00796403

HAL Id: tel-00796403

<https://theses.hal.science/tel-00796403>

Submitted on 4 Mar 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ PARIS SUD
ÉCOLE DOCTORALE MODÉLISATION ET INSTRUMENTATION EN
PHYSIQUE, ÉNERGIES, GÉOSCIENCES ET ENVIRONNEMENT

SPÉCIALITÉ
PHYSIQUE CORPUSCULAIRE, NUCLÉAIRE ET ASTROPARTICULES

CENTRE D'ÉTUDES NUCLÉAIRE BORDEAUX GRADIGNAN

THÈSE DE DOCTORAT

soutenue le 29 novembre 2012

par

Christophe HUGON



Analyse des données de l'expérience NEMO3
pour la recherche de la désintégration double bêta
sans émission de neutrinos

Étude des biais systématiques du calorimètre
et développements d'outils d'analyse

Composition du jury :

Directeur de Thèse : Fabrice Piquemal
Rapporteurs : Paschal Coyle
Alessandra Tonazzo
Examineurs : Bernard Berthier
Christine Marquet
François Mauger
Laurent Simard

Directeur de recherche, CNRS
Directeur de recherche, CNRS
Professeur, Université Paris Diderot
Professeur, Université Paris Sud
Chargé de recherche, CNRS
Professeur, Université de Caen
Maître de conférence, Université Paris Sud



Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier chacun des membres de mon jury.

Tout d'abord Bernard, qui a permis le financement de l'Université d'Orsay pour réaliser ce travail de thèse auprès du laboratoire du CENBG.

Je remercie Fabrice et Christine pour m'avoir accueilli au sein de leur groupe et de m'avoir offert ces opportunités de travail autour du neutrino :

Fabrice pour ses conseils précieux, son expérience et sa maîtrise de la physique du neutrino et expérimentale, grâce auxquels il a pu canaliser mon surplus d'idées, et pour m'avoir guidé durant tout ce travail.

Christine pour son aide et ses conseils. Son expérience de l'étalonnage des PM m'a beaucoup aidé. Son suivi de mon travail et son autorité ont fait que je l'ai considérée elle aussi comme mon chef, et cela dès le début de ma thèse.

Alessandra pour son travail de relecture minutieux et pour les discussions enrichissantes que nous avons eues, notamment sur l'étude statistique des résultats d'analyse de ma thèse.

Pascal pour avoir été le tout premier à m'avoir accueilli au sein d'un laboratoire et pour m'avoir soutenu durant toute ma formation, jusqu'à mon premier post-doc.

François, softeux qui a su m'inspirer et qui fait partie des personnes à l'origine du programme d'analyse que j'ai développé et utilisé pour ce travail de thèse. Je le remercie aussi pour avoir partagé sa connaissance poussée du détecteur NEMO3, notamment en électronique.

Enfin, je remercie Laurent pour sa lecture poussée et les nombreuses corrections qu'il m'a fournies, ainsi que pour nos discussions sur les résultats d'analyse.

Je remercie enfin tous les membres de mon jury pour leur travail d'examen de mon travail de thèse et de ma soutenance, notamment pour leurs questions pertinentes et pour leurs observations stimulantes.

Je remercie aussi les directeurs du CENBG, Bernard Hass et Philippe Moretto, pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire. J'en profite pour en remercier tous les membres, dont notamment les services mécanique, informatique, électronique et instrumentation, qui ont souvent été sollicités durant mon travail au sein du laboratoire.

Je remercie la collaboration NEMO3 pour m'avoir permis d'expérimenter mes idées parfois saugrenues, et de m'avoir encouragé à aller au bout de certaines d'entre elles. Cela m'a permis de bien m'amuser tout en proposant un travail original, mais aussi d'ouvrir de nouvelles perspectives pour l'avenir de la technologie trackcalo au travers de

SuperNEMO.

Parmi la collaboration, je remercie particulièrement Ruben pour ses nombreuses lettres de recommandation et grâce à qui j'ai pu obtenir mon premier travail en post-doc, en Italie. Manu, pour m'avoir supporté durant sa dernière année de thèse et qui a développé de nouveaux outils d'étalonnage de NEMO3 très intéressants juste après mon analyse, afin que je n'aie pas le temps de les utiliser. Benjamin, pour me supporter actuellement, durant ma passation de pouvoir. J'espère qu'il me supportera suffisamment pour continuer mon travail. Je remercie aussi Guillaume, avec qui j'ai réalisé des tests originaux impliquant le banc LED et les PM 8", mais surtout pour les quelques coups à boire partagés, notamment durant les soirées de réunion de collaboration.

Parmi la collaboration, il me reste à remercier Xavier, Sophie, Arnaud, Frédéric et tous ceux qui ont été impliqués de près ou de loin dans mon travail de thèse.

Je remercie tous les stagiaires qui ont travaillé avec moi, notamment Diane, première personne que j'ai effectivement encadrée. Grâce à elle, je sais maintenant que je peux être un tuteur à la fois apprécié et insupportable, notamment à cause de la surpression que je peux mettre sur le travail.

Pour finir, je tiens à remercier très chaleureusement toute ma famille et mes proches pour m'avoir supporté, notamment mon fils, qui malgré son très jeune âge a été si sage que je pouvais travailler tout en le gardant. Tout particulièrement mon épouse qui m'a soutenu et aidé en apportant moult corrections orthographiques. Mais aussi ma tante, qui est probablement la personne qui a le plus relu mon manuscrit. Je remercie aussi Cécile, qui non seulement a été ma colocataire et ma condisciple, a également participé à la correction de ma thèse. Je remercie tous ceux de ma famille qui sont venus à ma soutenance et qui ont fêté avec moi ma réussite.

À ma famille
à ma femme
pour mon fils.

Table des matières

Table des matières	6
Introduction	13
1 La physique du neutrino	17
1.1 La physique du neutrino	17
1.1.1 Le neutrino dans l'histoire	18
1.1.2 Le modèle standard	19
Les fermions	20
Équation de Dirac	21
Le neutrino dans le Modèle Standard	21
1.1.3 Les limites du modèle standard	22
1.1.4 Mesure expérimentale de la masse non nulle des neutrinos	23
Les neutrinos solaires	23
Les neutrinos atmosphériques	23
Les neutrinos issus de réacteurs nucléaires	24
Les neutrinos issus des accélérateurs de particules	24
L'oscillation des neutrinos	24
1.1.5 Théories sur l'origine de la masse des neutrinos	26
Terme de masse de Dirac	26
Terme de masse de Majorana	26
Terme général de masse	27
Mécanisme du See-Saw	27
1.2 Les techniques de mesure de la masse des neutrinos	28
1.2.1 Mesure directe	28
1.2.2 Désintégration des pions et des τ	29
1.2.3 Double désintégration sans émission de neutrinos	30
1.3 Expériences de détection de désintégration double bêta	31
1.3.1 Désintégration double bêta avec émission de neutrinos	31
1.3.2 Désintégration double bêta sans émission de neutrinos	33
1.3.3 Mécanismes de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos	33
Mécanisme de masse	33

	Mécanisme à courant faible droit	34
	Autres mécanismes	35
1.4	Expériences de mesure de désintégration double bêta	35
1.4.1	Expériences courantes et passées	35
	Heidelberg-Moscou	35
	IGEX	36
	CUORICINO	36
	NEMO3	36
1.4.2	Expériences à venir	37
	EXO	37
	CUORE	37
	GERDA	38
	Majorana	38
	SNO+	38
	KamLAND-Zen	38
	COBRA	39
	NEXT	39
	LUCIFER	39
	MOON	39
	SuperNemo	40
1.5	Autres résultats expérimentaux et théoriques importants	40
1.5.1	Oscillation des neutrinos	40
1.5.2	Modèles théoriques et calculs des éléments de matrice nucléaire	41
2	Description expérimentale de NEMO3 et SuperNemo	43
2.1	NEMO3	44
2.1.1	Dispositif et géométrie	44
2.1.2	Sources de désintégration double bêta	44
	Le choix des isotopes	45
	La purification des sources	45
2.1.3	Chambre à fils	47
2.1.4	Calorimètre	49
	Les scintillateurs	49
	Les guides de lumière	50
	Les photomultiplicateurs	50
2.1.5	La tente anti-radon	51
2.1.6	Blindage	52
	Le blindage anti-gamma.	52
	Le blindage anti-neutrons.	52
2.1.7	Électronique et déclenchement	53
	Électronique du calorimètre.	54
	Électronique du détecteur de traces	54

	Système de déclenchement de NEMO3	56
2.1.8	Étalonnage du détecteur	56
	Étalonnage absolu	56
	Étalonnage relatif	58
2.2	SuperNEMO et son démonstrateur	61
2.2.1	Géométrie préliminaire	61
2.2.2	Le calorimètre	61
2.2.3	Étalonnage du détecteur	62
	L'étalonnage absolu	62
	L'étalonnage relatif	63
2.2.4	Le démonstrateur	63
2.3	Le Laboratoire souterrain de Modane	64
3	Caractérisation de photomultiplicateurs : le banc de diodes électrolu-	
	minescentes	67
3.1	Contexte et motivations	68
3.2	Montage expérimental	69
3.2.1	Principe	69
3.2.2	Développement, test et choix des composants	70
	Le flasher.	70
	Les filtres.	71
3.2.3	Montage pour les photomultiplicateurs de NEMO3	74
3.2.4	Montage pour les photomultiplicateurs du démonstrateur de Super-	
	NEMO	74
3.2.5	Étalonnage en énergie	77
	Dans le cas des PM de NEMO3	77
	Dans le cas de SuperNEMO.	79
3.2.6	Acquisition et déclenchement	80
	Carte d'acquisition MATACQ32.	80
	PC et programme d'acquisition.	80
3.2.7	Développement informatique appliqué à la physique	81
	Contrôle du banc DEL.	81
	Analyse de données.	82
3.3	Mesure de l'évolution de la correction du gain dans le temps en fonction de	
	la longueur d'onde	83
3.3.1	Protocole d'acquisition	83
3.3.2	Conditions et erreurs systématiques de la mesure	83
	Évaluation du piédestal	83
	Impulsions DEL et bismuth	83
	Variations du gain corrigé des PM avec la température de la	
	salle de mesure.	85

	Variations du gain corrigé des PM avec la haute tension des PM.	85
	Variations du gain corrigé des PM avec l'intensité des DEL	85
3.3.3	Résultats sur une période de 4 mois	86
	Conclusion.	89
3.4	Mesure de la variation de gain en fonction de la longueur d'onde et de la température	89
3.4.1	Motivations	89
3.4.2	Dispositif expérimental	90
3.4.3	Résultats	90
3.5	Mesure du temps de réponse des photomultiplicateurs de SuperNEMO avec le banc DEL	90
3.5.1	Motivations	90
3.5.2	Protocole d'acquisition	92
3.5.3	Première estimation et erreur systématique	93
3.5.4	Compensation analytique de la systématique d'échantillonnage	94
3.5.5	Résultats pour les PM NEMO3 et SuperNEMO	95
3.6	Mesure de linéarité à haute énergie	96
3.6.1	Motivations et dispositif préliminaires	96
3.6.2	Résultats préliminaires	96
	Mesure à 440 nm des PM 3 et 5 pouces	96
	Mesure à 414 nm des PM 3 et 5 pouces.	96
	Mesure à 440 nm des PM 3 et 8 pouces.	97
	Mesure à 414 nm des PM 3 et 8 pouces	98
	Conclusion	98
3.6.3	Le montage de la réglette à filtres passifs	99
	Filtres passifs utilisés	99
	Montage utilisé	100
3.6.4	Résultats et conclusion	100
	Résultats bruts	100
	Mesure de linéarité à partir des spécification constructeurs	102
	Mesure de linéarité à partir des valeurs d'atténuation déduites	103
3.6.5	Conclusion	105
4	Programme d'analyse et simulation de données de NEMO3	107
4.1	Simulation d'événements de NEMO3	108
4.1.1	Le programme <i>nemos</i>	108
4.2	Le système d'analyse collaboratif NAT++	109
4.2.1	Description et ambitions de NAT++ au sein de NEMO3 et Super-NEMO	109
4.2.2	Structure générale	110
	Langages, compilateurs et interpréteurs utilisés	110

	Bibliothèques externes	110
	Bibliothèques issues de la collaboration	111
	Bibliothèques NAT++	112
	Programmes d'analyse NAT++	114
	La documentation	114
4.3	Reconstruction d'un événement	115
4.3.1	Temps et énergies du Calorimètre	115
	L'énergie	115
	Le temps	115
4.3.2	Reconstruction des traces	116
4.3.3	Traitement des événements simulés	116
4.4	Calcul du temps de vol d'un événement	118
4.4.1	Théorie du calcul classique de temps de vol et de ses probabilités	119
	Temps de vol pour les deux hypothèses principales	120
	Estimation de l'erreur sur les distributions de temps.	123
	Calcul de probabilité pour une hypothèse donnée	125
4.4.2	Théorie d'une nouvelle reconstruction d'événements : Le traçage gamma	129
	Topologie de construction d'un traçage gamma	129
	L'approche mathématique	131
	Erreurs systématiques dues aux différences simulation/données.	132
4.4.3	Impact de l'utilisation du traçage gamma dans l'analyse des données NEMO3	133
	L'amélioration du ratio signal sur bruit	133
	La diminution de l'erreur systématique	133
	Une nouvelle topologie pour la mesure du bruit de fond externe	133
4.4.4	Conclusion et perspectives	134
4.5	Optimisation du temps de calcul sur plusieurs microprocesseurs	135
4.5.1	Déséquentialisation des phases d'analyse	135
4.5.2	Exemple de temps de calcul optimisé	135
4.6	Mesure des erreurs systématiques liées au temps mort	137
4.6.1	Présentation de l'étude des acquisitions ²⁰⁷ Bi spéciales	137
4.6.2	Analyse classique	137
4.6.3	Prise en compte du temps mort précisé dans le rapport technique de NEMO3	138
4.6.4	Extrapolation des temps morts	140
4.6.5	Appréciation qualitative du nombre de recouvrements	141
	Valeur du temps mort	141
	Valeur du taux de pertes	141
	Conclusion de l'étude qualitative	142
4.6.6	Simulation stochastique du temps mort	143
	Motivation et description.	143

	Évaluation des activités dans le cas des acquisitions spéciales.	143
	Génération et calcul de recouvrement.	144
4.6.7	Conclusion et effets sur les acquisitions classiques	145
4.7	Sélection et qualité des acquisitions	146
4.7.1	Qualité via les mesures laser	146
	Pour les PM.	146
	Pour les acquisitions.	146
4.7.2	Qualité via le suivi continu	147
5	Étude des bruits de fond de l'expérience avec le traçage gamma	151
5.1	Bruit de fond d'origine interne : ^{214}Bi et ^{208}Tl	153
5.2	Bruit de fond d'origine externe : ^{222}Rn , rayonnement γ et neutrons	154
5.2.1	Mesure du taux de ^{222}Rn dans la chambre à fils	154
	Sélection des événements	155
	Temps de demi-vie	155
	Mesure de l'activité en ^{222}Rn dans la chambre à fils	156
5.2.2	Mesure du taux ^{220}Rn dans la chambre à fils	158
5.2.3	Mesure du taux de ^{210}Pb (^{210}Bi) dans la chambre à fils	158
5.2.4	Rayonnements gamma provenant du laboratoire	160
5.2.5	Neutrons	160
5.3	Bruit de fond externe total	161
5.3.1	Modèle de bruit de fond simplifié compatible avec les calculs classiques de temps de vol	161
5.3.2	Nouveau modèle de bruit de fond externe compatible avec le Traçage gamma	164
	Résultats du nouveau modèle de bruit de fond.	164
	Confirmation et validation du modèle de bruit de fond grâce aux feuilles de cuivre.	169
5.3.3	Conclusion	172
6	Analyse de la double désintégration bêta du ^{100}Mo	173
6.1	Double désintégration bêta du ^{100}Mo Vers les états excités du ^{100}Ru	174
6.1.1	Prédictions théoriques et résultats attendus	174
6.1.2	Mesure et validation du modèle de bruit de fond externe	175
6.2	Bruit de fond interne	176
6.2.1	Contamination de la feuille source en ^{208}Tl et ^{214}Bi	176
6.2.2	La double désintégration bêta du ^{100}Mo vers l'état fondamental du ^{100}Ru	176
	Coupures.	176
	Résultat avec les outils d'analyse réalisés dans le cadre de cette thèse.	177
6.2.3	Sélections des événements	178
	Plans de fils	178

	Dimensions du vertex	179
	Qualité des traces	180
	Énergie des rayonnements gamma	180
	Énergies totales des électrons et des rayonnements gamma	181
	Spectres en énergie après coupures.	182
	Les sources d'erreurs systématiques	182
	Double désintégration bêta sans émission de neutrinos vers l'état 0_1^+ du ^{100}Ru	183
6.3	Conclusion	185
	Conclusion	187
	A L'interféromètre de Fabry-Perot	191
	Bibliographie	195

Introduction

DANS LA PHYSIQUE MODERNE, le neutrino est l'une des particules les plus mystérieuses et les plus passionnantes. Elle est impliquée dans de nombreuses expériences, allant de la physique des particules et nucléaire à l'astrophysique et la cosmologie. Sa très faible interaction avec la matière en fait un excellent vecteur de l'information, allant jusqu'à permettre d'étudier les phénomènes physiques au cœur du soleil et de la galaxie grâce aux télescopes à neutrinos tel que SuperKamiokande, ICECUBE ou ANTARES. Mais cette section efficace très faible rend son étude difficile, ce qui fait que sa masse et même sa nature restent inconnus.

Il fut tout d'abord postulé par W. Pauli afin d'expliquer un phénomène expérimental et pour sauver le principe de conservation de l'énergie. Il déclara en 1930 à un ami "I have done something very bad today by proposing a particle that cannot be detected ; it is something no theorist should ever do".

La détection du neutrino, bien que très difficile à réaliser, se révéla finalement possible un quart de siècle plus tard, en 1956, avec le détecteur Poltergeist. La même année, le neutrino offrit sa première surprise en révélant la violation de la symétrie de parité (observée grâce à la désintégration bêta de noyaux de ^{60}Co à la chiralité orientée). L'interaction faible ne se conserve donc pas par inversion spatiale. Le Modèle Standard, ayant déjà prouvé et prouvant encore sa bonne compatibilité avec l'expérience, permet cet effet si l'une des particules n'a pas de masse. Sans masse, le neutrino ne peut avoir qu'une hélicité égale à sa chiralité.

Dès les premières mesures de neutrinos solaires, le neutrino offrit sa seconde surprise : le nombre de neutrinos électroniques détectés présentait un déficit d'environ deux tiers. Le Modèle Standard permet aussi d'expliquer ce phénomène grâce à un mécanisme de mélange d'états de masse générant une oscillation entre les saveurs de neutrinos lors de leur propagation. Seulement ce mécanisme nécessite une masse effective non nulle.

De nouvelles théories existent aujourd'hui pour expliquer ces deux phénomènes et permettent de construire mathématiquement une particule massive et violant la symétrie de parité. La théorie intéressant le travail de cette thèse repose sur la nature du neutrino : est-elle classique, dite de Dirac (accompagné de neutrinos stériles), ou est-elle sa propre

anti-particule, dite de Majorana (parmi les fermions connus, seul le neutrino peut être de Majorana)? À l'instar de nombreuses expériences de physique des particules, la collaboration internationale NEMO3 et SuperNEMO tente de répondre à cette question grâce à la mesure d'une désintégration encore jamais détectée : la désintégration double bêta sans émission de neutrinos. Non seulement cette désintégration permettrait de connaître la nature du neutrino, et cela quelque soit le mécanisme impliqué, mais en plus son temps de demi-vie donnerait accès à son échelle de masse.

Le premier chapitre de cette thèse développe la théorie et la physique autour du neutrino. Ce chapitre propose en premier lieu un historique des découvertes liées au neutrino puis sa place dans le Modèle Standard. Il introduira ensuite les limites du Modèle Standard, ne permettant pas d'expliquer les phénomènes expérimentaux observés puis développera une part des théories permettant d'aller au delà. Pour terminer, il offrira un tour d'horizon de la recherche expérimentale, et notamment des expériences de détection de désintégration double bêta sans émission de neutrinos.

Le second chapitre présentera les solutions expérimentales choisies par la collaboration pour NEMO3 et pour SuperNEMO, et développera les éléments essentiels au travail de cette thèse, particulièrement l'étalonnage et l'électronique.

Le troisième chapitre abordera le travail expérimental de cette thèse : le banc de diode électroluminescentes. Ce banc de test a permis de vérifier plusieurs hypothèses d'erreurs systématiques de l'étalonnage en énergie, et d'obtenir des éléments complémentaires autour de la R&D des photomultiplicateurs destinés à SuperNEMO.

Le quatrième chapitre aborde le développement d'outils informatiques pour l'analyse des données de NEMO3. La contribution de ce travail au programme d'analyse collaboratif NAT++ a non seulement consisté en l'implémentation d'une méthode de calcul de temps de vol dans le détecteur, mais à permis aussi d'ajouter une reconstruction du parcours des rayonnements gamma : le traçage gamma. Cet outil a été développé afin d'optimiser la recherche de désintégration double bêta sans émission de neutrino vers les états excités du ^{100}Ru , désintégrations émettrices de rayonnements gamma. Ce chapitre contient aussi une étude des erreurs systématiques liées au temps mort et au recouvrement des événements à l'aide des outils développés.

Le cinquième chapitre est une étude des bruits de fond de l'expérience NEMO3. En effet le développement de nouveaux outils d'analyse, notamment du traçage gamma, a nécessité une étude plus fine et plus exhaustive des événements de bruit de fond externe. Cette étude de bruit de fond permet, in fine, de valider les outils et de pouvoir les utiliser pour l'analyse finale des données de NEMO3.

Le sixième et dernier chapitre traite de la recherche de désintégration double bêta sans

émission de neutrino du ^{100}Mo vers les états excités du ^{100}Ru à l'aide des outils développés dans le cadre de cette thèse, et permet d'établir de nouvelles limites sur le temps de demi-vie de cette désintégration.

Chapitre 1

La physique du neutrino

La science cherche le
mouvement perpétuel. Elle l'a
trouvé : c'est elle-même.

Victor Hugo

Sommaire

1.1	La physique du neutrino	17
1.2	Les techniques de mesure de la masse des neutrinos	28
1.3	Expériences de détection de désintégration double bêta	31
1.4	Expériences de mesure de désintégration double bêta	35
1.5	Autres résultats expérimentaux et théoriques importants	40

Introduction

CE PREMIER CHAPITRE permet d'introduire le neutrino et la problématique posée dans le cadre de la physique moderne. Après avoir présenté à la fois l'historique des découvertes concernant le neutrino, la théorie dans le Modèle Standard et au delà du Modèle Standard sera développée. Le panorama expérimental actuel sera présenté, suivi de quelques résultats expérimentaux importants.

1.1 La physique du neutrino

Dans le Modèle Standard, les neutrinos sont apparus il y a 13,7 milliards d'années, peu après la naissance de l'Univers. Les neutrinos se sont découplés de la matière baryonique à une température d'environ 2 MeV. Ces derniers se sont refroidis durant l'expansion de l'univers, formant le fond diffus cosmologique de neutrinos ($fc\nu$). À l'instar du fond

diffus cosmologique photonique, le ν s'est refroidi durant l'expansion de l'univers. Sa température devrait aujourd'hui être de $1,9^\circ$ K [1]. L'énergie de ces neutrinos étant trop faible pour être directement mesurée, les neutrinos détectables ont deux origines :

1. cosmologiques : réactions nucléaires au sein du soleil, allant de l'eV au MeV, et explosion d'étoiles ou de supernovae au delà du MeV ;
2. terrestres : interaction des particules cosmologiques avec l'atmosphère ou radioactivité terrestre ;
3. artificiels : réacteurs nucléaires et accélérateurs de particules.

Il s'agit de la particule la plus abondante dans l'univers après le photon (trois neutrinos pour quatre photons). Malgré son abondance dans la nature, son importance dans le modèle standard et le fait que son existence ait été postulée depuis plus de 80 ans, elle fait partie des dernières particules à avoir été détectées et soulève encore des questions importantes, notamment sur sa masse et sa nature.

Ce chapitre donne l'historique et apporte les bases nécessaires à la compréhension du rôle du neutrino dans l'Univers.

1.1.1 Le neutrino dans l'histoire

Au début du XX^{ème} siècle la désintégration β est mise en évidence par L. Meitner et O. Hahn en 1911 dont les résultats sont confirmés par J. Chadwick en 1914. Mais contrairement aux attentes, le spectre mesuré est continu. Cela va à l'encontre d'un des principes fondamentaux de la physique : la conservation de l'énergie. La solution permettant de sauver ce principe est proposée par Pauli [2] en 1930 : l'existence d'une particule non détectée émise avec l'électron. Pauli postule qu'elle doit avoir une section efficace et une masse très faibles, sans charge et de spin demi-entier. Il la dénomme tout d'abord le neutron.

L'année suivante la théorie de l'interaction faible élaborée par E. Fermi [3] tient compte de quatre interactions. L'une d'elles implique la désintégration ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} X + e^- + \nu$, où ν est le neutron de Pauli, rebaptisé neutrino pour l'occasion (le neutron ayant déjà été découvert par Chadwick en 1932). Cette nouvelle théorie permet de reproduire parfaitement le spectre d'émission β mesuré, levant en partie les doutes sur l'existence de cette particule.

La recherche expérimentale de cette particule débuta en 1934 par la mesure de la section efficace de la décroissance β inverse, faisant intervenir un anti-neutrino par H. Bethe et R. Peierls [4]. De cette mesure résulte une section efficace de l'ordre de 10^{-43}cm^{-2} . Le libre parcours moyen du neutrino dans la matière est alors de 10 années-lumière. Cette découverte est confirmée en 1956 par Reines et Cowan [5], donnant quant à eux une section efficace de $6.10^{-41} \text{cm}^{-2}$.

La découverte en 1936 du muon au sein du rayonnement cosmique [6] ouvre l'hypothèse d'une seconde saveur de neutrino. Elle est appuyée par la mesure du spectre continu de la désintégration du muon vers l'électron. L'existence du neutrino de saveur muonique sera prouvée en 1962 par une équipe de physiciens de Brookhaven [7]. De la même manière, la

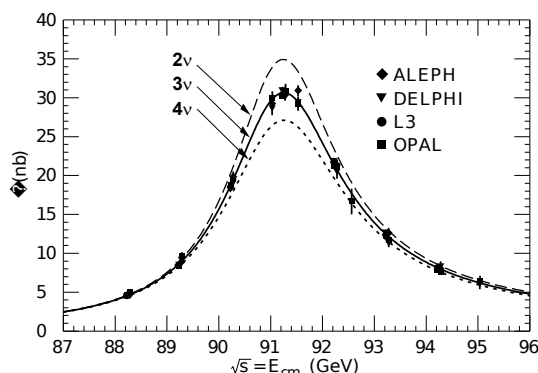


FIGURE 1.1.1: Largeur invisible mesurée par ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL et comparée aux prédictions théoriques pour 2, 3 et 4 saveurs de neutrinos.

découverte du lepton tau (τ) en 1975 à l’aide du faisceau d’électrons du SLAC implique l’existence du neutrino de saveur tauïque. Le résultat de la découverte du tau est présenté comme la présence d’événements du type “ $e^+ + e^- \rightarrow e^\pm + \mu^\pm + \text{missing energy}$ ”, la cinématique indiquant que cette énergie doit être emportée par deux particules de masse comprise entre 1,6 MeV et 2 MeV. Cela a été suivi par la découverte plus récente du neutrino tauïque en 2000 par l’expérience DONUT [8].

Nous savons aujourd’hui qu’il existe trois familles de neutrinos. En effet, la soustraction entre la largeur partielle visible de désintégrations Z^0 vers les leptons chargés, les quarks et la largeur totale, appelée largeur invisible, est interprétée comme la désintégration vers les neutrinos légers. La figure 1.1.1 représente cette mesure auprès de ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL [9] dont le meilleur ajustement correspond à un nombre de neutrinos $N_\nu = 2.92 \pm 0.05$.

1.1.2 Le modèle standard

Le Modèle Standard de la physique des particules est un formalisme théorique décrivant les éléments fondamentaux de la matière. Basé sur la théorie des groupes et la symétrie de Jauge, il permet de définir trois des quatre interactions fondamentales :

- l’interaction forte modélise à partir du groupe SU(3) l’interaction nucléaire par l’échange de 8 gluons se couplant à la charge de couleur des quarks (rouge, vert et bleu). Le gluon est un boson de masse nulle et sa portée est inférieure au femtomètre ;
- l’interaction faible modélise à partir du groupe SU(2) les interactions nucléaires brisant la symétrie de parité et la symétrie de conjugaison de charge associée à la symétrie de parité (symétrie CP). Cette force implique tous les fermions actuellement connus et est à l’origine de la radioactivité et du changement de saveur des quarks. Du fait de la forte masse des bosons Z et W^\pm (de l’ordre de 90 GeV), la portée de cette interaction est faible (10^{-17} m). Une autre de ses propriétés notables est le fait qu’elle ne génère pas d’état lié, tels que les nucléons pour la force forte, les

Génération	leptons			quarks		
	nom	masse	charge	nom	masse	charge
1ère	électron (e)	511 keV	-1	up (u)	$2,3_{-0,5}^{+0,7}$ MeV	+2/3
	neutrino-e (ν_e)	<2,0 keV	0	down (d)	$4,8_{-0,3}^{+0,7}$ MeV	-1/3
2nde	muon (μ)	105,66 keV	-1	charm (c)	$1,275 \pm 0,025$ GeV	+2/3
	neutrino- μ (ν_μ)	<190 keV	0	strange (s)	95 ± 5 MeV	-1/3
3ème	tau (τ)	1,777 GeV	-1	top (t)	$173,5 \pm 0,8$ GeV	+2/3
	neutrino- τ (ν_τ)	<18,2 MeV	0	bottom (b)	$4,18 \pm 0,03$ GeV	-1/3

TABLE 1.1.1: Génération, masse et charge électrique (en unité de charge électronique) des fermions du Modèle Standard, divisées en deux catégories et trois générations [13].

cortèges électroniques pour la force électromagnétique ou les orbites pour la force gravitationnelle. Il s'agit de la seule force par laquelle le neutrino interagit ;

- L'interaction électromagnétique modélise à partir du groupe U(1) les interactions entre les particules chargées. Son boson, le photon, est de masse nulle, ce qui implique que sa portée est infinie.

Le modèle de Glashow-Salam-Weinberg permet d'unifier la force faible et la force électromagnétique dans un même groupe de symétrie de Jauge : $SU(2) \otimes U(1)$ [10, 11, 12], mais aucune théorie actuelle ne permet d'y associer la force forte. Le groupe $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ représente le Modèle Standard dans son ensemble.

Les fermions Dans le modèle standard, les fermions, constituants élémentaires de la matière, sont au nombre de douze. Ils sont divisés en deux catégories résumées par le tableau 1.1.1 :

- les quarks, sensibles aux quatre interactions fondamentales, sont au nombre de six. Disposant d'une charge de +2/3 et -1/3 et n'existant que par paires ou associations de paires, ils composent les baryons et les mesons :
- les leptons, sensibles seulement à l'interaction gravitationnelle, faible et électromagnétique pour ceux qui sont chargés, sont au nombre de six. Trois sont chargés électriquement (e, μ et τ) et trois sont électriquement neutres (ν_e , ν_μ et ν_τ). Le nombre de saveurs leptoniques a été mesuré expérimentalement auprès du LEP et au CERN grâce à la largeur invisible partielle du Z^0 .

Les fermions sont hiérarchisés selon trois générations, définies par une masse croissante vers les générations supérieures. La première génération constitue la matière stable de l'univers, la seconde et la troisième sont instables et se désintègrent par interaction électrofaible vers les générations inférieures.

À chacun de ces fermions correspond une anti-particule, de masse égale. Il s'agit de particules obtenues par symétrie de conjugaison de charge et de parité (CP). De même masse et de même spin, seuls les nombres quantiques additifs tels que la charge électrique, la saveur, le nombre leptonique ou baryonique sont de valeurs opposés.

Équation de Dirac L'équation de Dirac permet de décrire une particule libre de spin 1/2 tels que les fermions. Cette équation est basée sur le spineur de Dirac ψ à quatre composantes :

$$(i\gamma_\mu\delta^\mu - m)\psi = 0 \quad (1.1.1)$$

avec m la masse de la particule au repos, δ^μ le quadrivecteur :

$$\delta^\mu = \begin{pmatrix} \frac{\delta}{\delta t} \\ \frac{\delta}{\delta x} \\ \frac{\delta}{\delta y} \\ \frac{\delta}{\delta z} \end{pmatrix}$$

et γ_μ les matrices de Dirac définies par :

$$\begin{aligned} \gamma_0 &= \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \text{ et } \gamma_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix} \\ \text{avec } \sigma_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \text{ et } \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.1.2)$$

On peut projeter les états de spin du bispineur de Dirac afin d'en extraire les composantes chirales gauche et droite à l'aide des projecteurs :

$$\begin{aligned} \text{soit } P_L &= \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \text{ et } P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \text{ avec } P_L P_R = 0 \text{ et } \gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix} \\ \text{on peut alors écrire } \psi &= \psi_L + \psi_R = P_L\psi + P_R\psi \end{aligned} \quad (1.1.3)$$

Un champ chiral est alors la superposition d'hélicités gauche et droite pouvant s'écrire :

$$\psi_L = \psi_{-1/2} + \theta\left(\frac{m}{E}\right)\psi_{+1/2} \text{ et } \psi_R = \psi_{-1/2} + \theta\left(\frac{m}{E}\right)\psi_{-1/2} \quad (1.1.4)$$

Avec E l'énergie de la particule et m sa masse au repos. Le résultat important de l'équation 1.1.4 pour l'étude du neutrino est que lorsque la masse est nulle, l'hélicité et la chiralité sont donc égales.

L'équation de Dirac 1.1.1 admet quatre solutions correspondant à quatre états indépendants, dont deux d'énergie positive et deux d'énergie négative. Ils se définissent par les deux états de spin possibles (+1/2 et -1/2) et à leur symétrie par conjugaison de charge, générant les particules (énergie positive) et les anti-particules (énergie négative).

Le neutrino dans le Modèle Standard En 1956 T.D. Lee et C.N. Yang proposent de tester la conservation de la symétrie de parité [14], jusqu'alors jamais remise en cause. Basée sur la distribution angulaire des électrons émis par la désintégration de noyaux orientés, cette mesure implique une violation maximale de la parité par l'interaction faible. Cette expérience met en évidence que seuls l'anti-neutrino de chiralité droite et le neutrino

de chiralité gauche interagissent, ce qui, comme développé précédemment, implique que le neutrino a une masse nulle.

Le neutrino du Modèle Standard est donc une particule de Dirac de masse nulle, ne donnant que deux solutions à l'équation de Dirac : le neutrino de chiralité gauche (énergie positive) et l'anti-neutrino de chiralité droite (énergie négative). Ces deux états sont distincts et le neutrino est une particule dite de Weyl. De plus ces deux solutions sont orthogonales, c'est à dire que $\langle \nu | \bar{\nu} \rangle = \langle \nu_L | \nu_R \rangle = 0$. Il n'y a donc pas de transition possible ; le nombre leptonique, noté L , est donc conservé (les leptons électriquement chargés ne pouvant pas réaliser de transition, en raison de la conservation de charge).

1.1.3 Les limites du modèle standard

La construction du Modèle Standard fait partie des plus grandes avancées dans la physique des particules du XX^{ème} siècle et permet aujourd'hui de décrire les interactions et les constituants fondamentaux sur une solide base expérimentale. Mais ce modèle a aussi ses limites, aussi bien du point de vue de certains phénomènes expérimentaux qu'au niveau de la prédiction des paramètres tels que la masse des particules ou encore les constantes de couplage. En effet ce Modèle nécessite la mesure de 19 paramètres libres, ce qui est souvent considéré comme un degré de liberté trop élevé pour un modèle fondamental.

Bien qu'il ait permis l'unification de la force faible et électromagnétique ($SU(2) \otimes U(1)$), il ne permet pas leur unification avec la force forte, définissant théoriquement l'état de l'univers dans ses premiers instants, appelée Grand Unified Theory (GUT).

Le troisième défaut est l'absence complète de description de la force gravitationnelle. Il est vrai que les distances impliquées dans les interactions rendent ses effets insignifiants, mais cela rend impossible l'unification entre les quatre forces fondamentales.

De plus ce modèle ne répond pas à de nombreuses questions :

- pourquoi existe-t-il précisément trois générations de fermions ?
- comment expliquer l'asymétrie matière-antimatière dans l'Univers ?
- comment expliquer les violations de symétries telles que CP ou CPT (pouvant expliquer l'asymétrie matière-antimatière) ?
- les équations de Dirac et la violation de la parité impliquent que, dans le cadre du Modèle Standard, les neutrinos sont de masse nulle. Comme nous allons le voir, cette contrainte ne permet pas d'expliquer des observations expérimentales telles que la saveur des neutrinos solaires, atmosphériques ou encore produits artificiellement impliquant une masse non nulle de ces particules ?
- quelle est la place de la matière noire (22 % de l'Univers) et de l'énergie noire (74 % de l'Univers) dans ce modèle ?
- quelle est l'origine de la dispersion de la masse expérimentalement mesurée des particules fondamentales (figure 1.1.2) ?

Malgré sa section efficace et sa masse très faibles, le neutrino a une place privilégiée dans la compréhension de l'Univers, du fait de son implication dans la force faible et de son abondance ($330\nu/\text{cm}^3$), sa place dans les phénomènes à petite échelle (radioactivité,

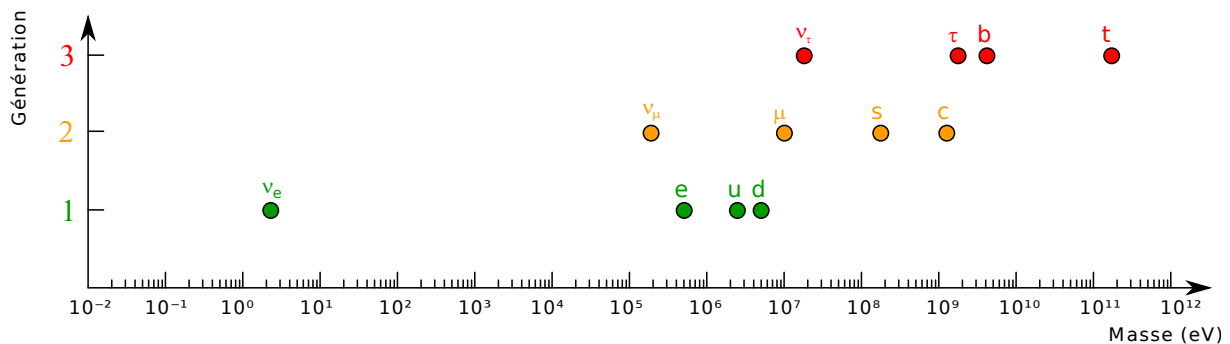


FIGURE 1.1.2: Dispersion en masse des fermions en fonction de leur génération (la masse des neutrinos correspond aux limites établies expérimentalement).

symétries...) mais aussi à grande échelle (supernovae, masse totale de l'Univers, histoire et structuration de l'Univers à grande échelle...).

1.1.4 Mesure expérimentale de la masse non nulle des neutrinos

Des questions fondamentales à propos du Modèle Standard ont été soulevées, mais une en particulier nous intéresse dans le cadre de ce travail : la masse non nulle des neutrinos. Cette sous-section va tout d'abord présenter les expériences ayant observé un déficit du nombre de neutrinos d'une saveur donnée, puis la théorie de l'oscillation des neutrinos pouvant expliquer ce déficit.

Les neutrinos solaires Les réactions de fusion nucléaire se réalisant au cœur du soleil sont une source importante de neutrinos. Il s'agit d'une source de ν_μ pure ayant un flux de $6, 10^{10}$ neutrinos/cm²/s sur terre et d'une énergie moyenne de 600 keV. Ce flux a été indépendamment mesuré par Chlorine [15], GALLEX [16] et SAGE [17] et tous trois ont constaté un flux de neutrinos électroniques inférieur aux prédictions du Modèle Standard du Soleil d'un facteur trois.

Ce n'est en 2001 que l'expérience SNO [18], sensible à toutes les saveurs de neutrinos, que le flux total put être mesuré, impliquant le phénomène d'oscillation des neutrinos présenté dans le dernier paragraphe de cette sous-section. Cette expérience a par ailleurs mesuré un excès de neutrinos électroniques par rapport aux prévisions théoriques. Cet excès s'explique par l'interaction supplémentaire par courant chargé des neutrinos électroniques avec les électrons contenus dans la matière par rapport aux autres saveurs, rendue impossible par conservation du nombre leptonique.

Les neutrinos atmosphériques Lorsque les rayonnements cosmiques, essentiellement composés de protons, atteignent l'atmosphère, ils produisent des particules secondaires principalement composées de mesons (pion, kaons...). Ces particules sont instables et se désintègrent vers les leptons chargés, jusqu'à atteindre le lepton chargé le plus léger, l'élec-

tron. De ces cascades résulte une émission de neutrinos, dont les saveurs principales sont muoniques et électroniques (environ deux ν_μ pour un ν_e). L'énergie totale de ces gerbes peut atteindre des valeurs très élevées, de plusieurs centaines de MeV à plusieurs dizaines de TeV [19]. Les neutrinos qui en sont issus sont suffisamment énergétiques pour être détectés par effet Čerenkov dans l'eau via les électrons et les muons produits par interaction faible par courant chargé (plus de 106 MeV). L'expérience Super-Kamiokande [20] utilise 50 000 tonnes d'eau ultra-pure afin de détecter ces muons et ces électrons et a mesuré un déficit de neutrinos muoniques. De plus l'ampleur de l'oscillation mesurée est dépendante de l'angle d'incidence, donc de la distance parcourue par les neutrinos.

Les neutrinos issus de réacteurs nucléaires Les réacteurs nucléaires représentent la source de neutrinos la plus intense existant sur terre. En effet chaque réaction de fission nucléaire implique l'émission de six anti-neutrinos électroniques de l'ordre du MeV. Un réacteur de 1 GW émet donc environ 10^{20} anti-neutrinos par seconde de manière isotrope. Un détecteur placé à un kilomètre recevra donc un flux équivalent à celui provenant du soleil. Les expériences de détection de neutrinos auprès de réacteurs (Chooz [21], Palo Verde [22], KamLAND [23], Double Chooz [24], Daya Bay [25]...) sont sensibles au déficit en anti-neutrinos électroniques détectés par réaction bêta inverse par rapport aux anti-neutrinos émis au cœur du réacteur.

Les neutrinos issus des accélérateurs de particules De plus en plus d'expériences modernes utilisent des accélérateurs de particules comme sources de neutrinos, notamment muoniques. L'intérêt principal d'une telle source est la production d'un faisceau "sur mesure" de neutrinos (flux, saveur, énergie). Le principe de base consiste en la collision d'un faisceau de protons sur une cible. Cette collision produit des mésons qui, à l'instar des gerbes atmosphériques, produisent des neutrinos.

Certaines expériences telle que MINOS [26] ou K2K [27] recherchent le déficit en neutrinos muoniques tandis que d'autres, telles que OPERA, recherchent le surplus de neutrinos tauiques et ont détecté leur premier événement candidat [28].

L'oscillation des neutrinos Dans le modèle standard, le propagateur d'un fermion peut s'exprimer par l'équation :

$$|f_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |f_i\rangle \quad (1.1.5)$$

Où f_α correspond à la génération de fermions présenté dans le tableau 1.1.1 (par exemple e, μ ou τ pour les leptons ou u, c et t pour les quarks hauts...), f_i les états de masse et U une matrice de mélange unitaire.

Lorsque U est l'élément neutre, il n'y a pas de mélange d'états de masse, et aucune oscillation possible entre les différentes générations (cas des leptons chargés). Par contre, lorsque U est non neutre (cas des quarks), il y a mélange entre les états de masses et une

probabilité que le fermion interagisse dans chacune des trois générations selon l'équation du propagateur :

$$\begin{aligned} |\nu_i(t)\rangle &= e^{-i(E_i t - \vec{p}_i \cdot \vec{x})} |\nu_i(0)\rangle \\ |\nu_i(L)\rangle &\approx e^{-im_i^2 L/2E} |\nu_i(0)\rangle \text{ si } |\vec{p}_i| \gg m_i \end{aligned} \quad (1.1.6)$$

Où t est le temps passé durant la propagation, E_i est l'énergie de chaque état propre, \vec{p}_i et l'impulsion et \vec{x} est la position courante. Dans le cas où l'impulsion est grande face aux états de masse, on peut écrire $E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \approx E + \frac{m_i^2}{2E}$, où, avec $c = 1$, $L \approx t$ est la distance parcourue.

Ce mécanisme de mélange d'états de masse est déjà connu et mesuré dans le cas des quarks avec la matrice unitaire complexe de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa et permet d'expliquer les phénomènes de déficit ou de surplus de neutrinos de certaines saveurs. Si la matrice de mélange des neutrinos n'est pas l'élément neutre, ses états de saveur oscilleront en fonction des états de masse et des angles de mélanges définissant la matrice de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) :

$$U = \begin{bmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{bmatrix} \quad (1.1.7)$$

$$= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.1.8)$$

$$= \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.1.9)$$

où $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ ($i, j = 1, 2, 3$ le numéro de génération), δ une phase non nulle en cas de violation de CP et $i\alpha_1 \neq 0$ dans le cas d'une particule de Majorana (la matrice diagonale incluant ces phases n'influent pas sur les oscillations, mais sur des propriétés électrofaibles impliquées dans des processus tels que la désintégration double bêta sans émission de neutrinos).

Bien que ce mécanisme permette d'expliquer aisément les expériences mesurant des déficits ou des excès de saveurs de neutrinos dans les flux d'origine spatiale ou artificiels, et qu'il soit d'ailleurs le seul, il implique nécessairement trois états de masse, donc une masse effective du neutrino. Ceci est en opposition avec les observations de violation de parité pour une particule de Dirac, qui doit alors avoir une masse nulle.

Afin d'expliquer cette contradiction du Modèle Standard, il faut un modèle permettant de construire une particule violant la symétrie de parité tout en ayant une masse non nulle. L'un de ces modèle, ne pouvant s'appliquer qu'au neutrino, est le modèle de Majorana.

1.1.5 Théories sur l'origine de la masse des neutrinos

Dans le Modèle standard, le neutrino est de masse nulle afin de rendre compte de la violation maximale de parité par l'interaction faible. Comme décrit précédemment, l'expérience quand à elle implique une oscillation entre les saveurs des neutrinos, impliquant un mélange des états de masse, donc une masse non nulle des neutrinos. Deux mécanismes permettent de rétablir la masse des neutrinos tout en conservant la violation de parité : l'ajout de neutrinos droits et d'anti-neutrino stériles au spineur de Weyl ou l'hypothèse d'un neutrino de Majorana.

Terme de masse de Dirac Le Modèle Standard définit le neutrino par un spineur de Weyl, incluant deux champs correspondant à un neutrino de chiralité gauche (ψ_L) et un anti-neutrino droit ($\bar{\psi}_R$). Afin de restituer une masse au neutrino, il faut revenir à une particule de Dirac, et pour cela réintroduire un champ correspondant à un neutrino droit (ψ_R) et un anti-neutrino gauche ($\bar{\psi}_L$). Afin de respecter les observations expérimentales, ces neutrinos doivent être stériles, c'est à dire ne pas interagir avec la matière par interaction faible. Afin que ces particules soient stériles, il faut que leur spineur soit défini tel que :

$$\begin{aligned}\bar{\psi}_L\psi_L &= \psi_L^\dagger\gamma^0\psi_L = \psi P_L\gamma^0 P_L\psi = \psi\gamma^0 P_R P_L\psi = 0 \\ \text{et } \bar{\psi}_R\psi_R &= \psi\gamma^0 P_L P_R\psi = 0\end{aligned}\quad (1.1.10)$$

Le Lagrangien peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{masse}}^D &= \bar{\psi}m_D\psi \\ &= m_D(\psi_L + \bar{\psi}_R)(\psi_L + \psi_R) \\ &= m_D(\psi_L\psi_R + \bar{\psi}_L\bar{\psi}_R)\end{aligned}\quad (1.1.11)$$

Les termes n'intervenant pas dans l'expérience sont nuls. Cette solution est simple et demande une modification minimale du Modèle Standard. Mais cette solution n'a pas de raison intrinsèque d'être et n'apporte ni de nouvelles explications sur les propriétés du neutrino (masse extrêmement faible, violation de la parité...) et aucune nouvelle prévision.

Terme de masse de Majorana Grâce à sa neutralité, le neutrino est le seul fermion pouvant être sa propre anti-particule. Cette hypothèse a été formalisée par Ettore Majorana et offre une représentation à deux degrés de libertés pour la particule (dite de Majorana) : ψ_L et son conjugué de charge $\psi_L \xrightarrow{C} (\psi_L)^c = \psi_R^c$. Son champ droit est lui aussi défini par $\psi_R \xrightarrow{C} (\psi_R)^c = \psi_L^c$, bien qu'il n'interagisse pas expérimentalement, il permettra de générer l'expression de la masse par courant droit.

Dans cette théorie, le conjugué de charge du neutrino gauche est un anti-neutrino droit et le conjugué de charge de l'anti-neutrino droit est le neutrino gauche. D'une manière générale, les champs gauche et droit de Majorana peuvent s'écrire :

$$\psi^M = \psi_{L/R} + (\psi_{L/R})^c \quad (1.1.12)$$

Ce champ est aussi une solution de l'équation de Dirac et est un état propre de l'opérateur C avec une valeur propre de $+1$. Ce champ permet de générer deux termes de masse de Majorana :

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{masse_{L/R}}^M &= \bar{\psi}^M m_{L/R} \psi^M \\ &= m_{L/R} (\psi_{L/R} + \psi_{R/L}^c) (\psi_{L/R} + \psi_{R/L}^c) \\ &= m_{L/R} \psi_{R/L}^c \psi_{L/R} + \text{hc} \end{aligned} \quad (1.1.13)$$

où hc est l'hermitien conjugué. Contrairement au terme de masse de Dirac m_D , les termes de masse de Majorana ne sont plus invariants sous la symétrie de Jauge $U(1)$, ce qui implique que le nombre leptonique n'est plus conservé.

Terme général de masse Sachant que le neutrino peut être de Dirac, que le neutrino droit et l'antineutrino gauche peuvent exister en étant stériles et que les champs de Majorana sont aussi une solution des équations de Dirac, aucun des termes de masse présentés ne peut être arbitrairement supprimé. Le Lagrangien de masse total doit donc être la somme de tous ces termes :

$$-\mathcal{L}_{masse}^{D+M} = m_D \bar{\psi}_R \psi_L + \frac{1}{2} (m_L \bar{\psi}_L^c \psi_L + m_R \bar{\psi}_R^c \psi_R) + \text{hc} \quad (1.1.14)$$

où le facteur $\frac{1}{2}$ est un facteur de normalisation tenant compte du fait que ψ_L^c et $\bar{\psi}_L$ ne sont pas indépendants. Le terme général de masse peut être mis sous la forme :

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{masse}^{D+M} &= \frac{1}{2} \bar{\Psi}_L \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \Psi_R + \text{hc} \\ \text{avec } \Psi_L &= \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_L^c \end{pmatrix} \text{ et } \Psi_R = \begin{pmatrix} \psi_R \\ \psi_R^c \end{pmatrix} + \text{hc} \end{aligned} \quad (1.1.15)$$

Deux états de masse m_- et m_+ peuvent alors se déterminer grâce aux valeurs propres de la matrice de masses de Dirac et de Majorana :

$$m_{\pm} = \frac{1}{2} (m_L + m_R \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4m_D^2}) \quad (1.1.16)$$

Si $m_{L/R} = 0$, on obtient alors une particule de Dirac pure, avec $m_{\pm} = m_D$. Analogiquement si $m_D = 0$, la particule est purement de Majorana avec $m_{\pm} = m_{L/R}$.

Mécanisme du See-Saw Bien qu'une particule de Majorana pure puisse, à l'instar d'un neutrino de Dirac pur, donner une particule de masse non nulle violant la parité (avec $m_+ \neq 0$ et $m_- = 0$), cette solution reste arbitraire mais surtout ne permet pas d'expliquer l'échelle de masse du neutrino face aux autres particules. Afin d'expliquer de

manière plus naturelle cette observation, le mécanisme du See-Saw a été mis en place. Ce mécanisme se base sur deux postulats :

1. l'expérience ne permet pas de mettre en évidence l'interaction de neutrino droit parce que m_R est très grand devant m_L et m_D ;
2. il n'existe pas de champ gauche (le Modèle Standard ne le permet pas), ce qui implique que $m_L = 0$.

Ces postulats donnent la hiérarchie de masse $m_R \gg m_D \gg m_L$, ayant pour conséquence des valeurs et des états propres de masse :

$$\begin{aligned} m_+ &\approx m_R \text{ et } m_- = \frac{m_D^2}{m_R} \\ \Psi_+ &= (\psi_R + \psi_R^c) + \frac{m_D}{m_R}(\psi_L + \psi_L^c) \approx (\psi_R + \psi_R^c) \\ \Psi_- &= (\psi_L + \psi_L^c) + \frac{m_D}{m_R}(\psi_R + \psi_R^c) \approx (\psi_L + \psi_L^c) \end{aligned} \quad (1.1.17)$$

On obtient alors un neutrino défini par le champ Ψ_+ principalement composé d'un état de chiralité droite et ayant une masse très élevée (interaction rare) et un neutrino défini par le champ Ψ_- principalement composé d'un état de chiralité gauche et ayant une masse très faible.

Ce mécanisme permet d'obtenir une masse du neutrino très faible tout en gardant une masse de Dirac raisonnable (c'est à dire à l'échelle des autres fermions) car celle-ci est contrebalancée par la masse élevée du neutrino droit. Il est à noter qu'une masse élevée du neutrino droit (10^{15} GeV) permet d'apporter une solution élégante à l'asymétrie entre matière et anti-matière dans l'apparition de neutrinos de Majorana lors de la leptogénèse [29].

1.2 Les techniques de mesure de la masse des neutrinos

1.2.1 Mesure directe

La technique de mesure directe de la masse des neutrinos [30] consiste en la mesure d'un spectre en énergie de la désintégration β dans la région de son énergie de transition Q_β . Une masse effective du neutrino non nulle impliquerait une déformation du spectre, principalement sensible dans cette région (figure 1.2.1). Cette déformation implique notamment une fin de spectre à une énergie $Q_\beta - m_\nu c^2$ avec m_ν la masse effective du neutrino à son point d'émission :

$$m_\nu^2 = \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i^2 = c_{12}^2 c_{13}^2 m_1^2 + s_{12}^2 c_{13}^2 m_2^2 + s_{13}^2 m_3^2 \quad (1.2.1)$$

La déformation du spectre d'émission β ne dépend que de m_ν , mais pas de la nature même du neutrino. Ce genre de mesure permet donc d'établir la masse du neutrino sans répondre aux questions soulevées autour de la nature du neutrino.

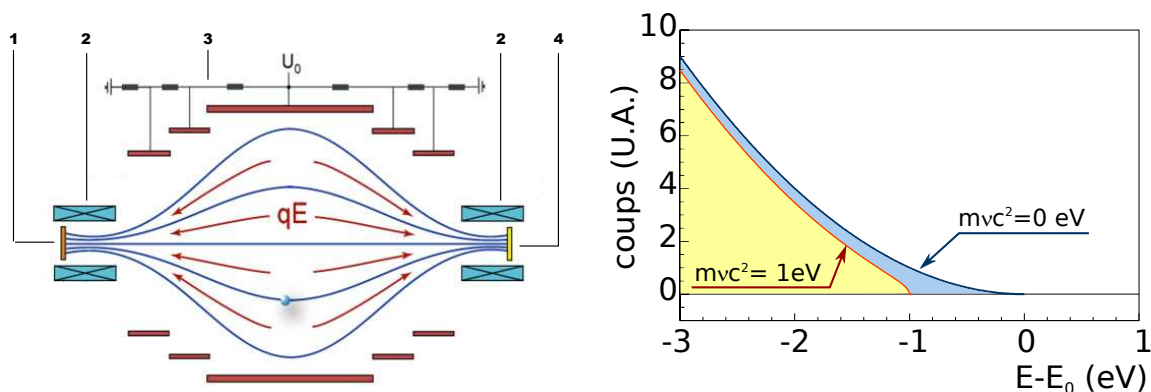


FIGURE 1.2.1: À gauche : représentation de la technique de mesure directe de la masse du neutrino par spectrométrie avec 1) la source de tritium, 2) des solénoïdes permettant de collimer le faisceau à l'entrée et à la sortie du spectromètre tout en générant les lignes de champ magnétique, 3) les électrodes générant le champ électrostatique permettant de générer un filtre passe-haut en énergie et de provoquer un retard dans le temps de vol en fonction de l'énergie des électrons et 4) le détecteur.

À droite : représentation schématique des spectres attendus pour une masse nulle et une masse d'un électron volt.

Étant donné la faible probabilité de mesurer des événements dans la région d'intérêt, ce type d'expérience nécessite une très haute statistique mais surtout une énergie de transition la plus faible possible. Le tritium ($Q_\beta = 18,6$ keV et $t_{1/2} = 12,3$ ans) est un candidat privilégié et utilisé par deux expériences notables : MAINZ et TROITZK [30]. Ces expériences utilisent la cinématique des électrons émis par la source à l'aide d'une technique de spectrométrie (figure 1.2.1), ce qui a l'intérêt majeur de pouvoir restreindre la région d'observation à la région d'intérêt, donc de réduire les erreurs systématiques dues au nombre d'événements par seconde (temps mort, recouvrement...) sans réduire la statistique.

Le résultat actuel établit une limite à $m_\nu < 2,3$ eV (95 % I.C.) (figure 1.2.2). Les détecteurs de prochaine génération (notamment KATRIN, en fin de construction) visent une limite de l'ordre de la centaine de meV, ce qui permettra de déterminer si la différence entre les états de masse est négligeable face à l'état de masse le plus léger (hiérarchie dégénérée).

1.2.2 Désintégration des pions et des τ

Sur les mêmes principes théoriques les masses des neutrinos tauique et muonique peuvent être mesurées à partir de mesures cinématiques de désintégrations :

- la désintégration de pions au repos émettant un anti-muon et un neutrino muonique permet d'accéder à la masse du neutrino à partir de la mesure de la cinématique du muon. Une limite $m_{\nu_\mu} < 170$ keV à 90 % I.C. a été obtenue au Paul Scherrer

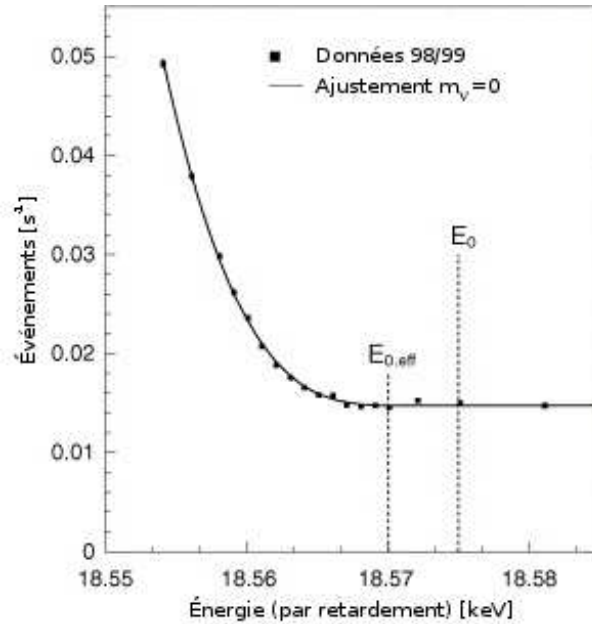


FIGURE 1.2.2: Nombre d'événements moyens pour les données de Mainz de 1998 et 1999 avec un ajustement pour $m_{\nu_e} = 0$ en fonction de l'énergie potentielle de retardement dans la région d'intérêt de la limite d'émission E_0 . La limite $E_{0,\text{eff}}$ prend en compte la moyenne de la vibration et la rotation du noyau fils (${}^3\text{HeT}^+$) et la résolution de transmission du spectromètre.

Institute [31];

- la désintégration des tau est à plus de deux corps ($\tau^- \rightarrow 2\pi^- + \pi^+ + \nu_\tau$ et $\tau^- \rightarrow 3\pi^- + 2\pi^+ + \nu_\tau$), rendant la mesure plus complexe. Une limite $m_{\nu_\tau} < 18,2$ MeV à 95 % I.C. a été obtenue par l'expérience ALEPH [32].

1.2.3 Double désintégration sans émission de neutrinos

Une autre mesure permettrait d'accéder à la masse du neutrino : la mesure de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$). Cette désintégration radioactive ne peut exister que si la nature du neutrino est de Majorana et si ce dernier est massif. Ce canal d'observation est celui qui est étudié par l'expérience NEMO3 et dans le cadre de cette thèse.

La double désintégration bêta avec émission de neutrinos ($\beta\beta 2\nu$) est quant à elle permise par le Modèle Standard et est observée. Cette désintégration radioactive par voie faible existe et est équivalente à deux désintégrations simple bêta simultanées.

La théorie et les résultats expérimentaux liés à ces deux désintégrations seront développés en section 1.3.

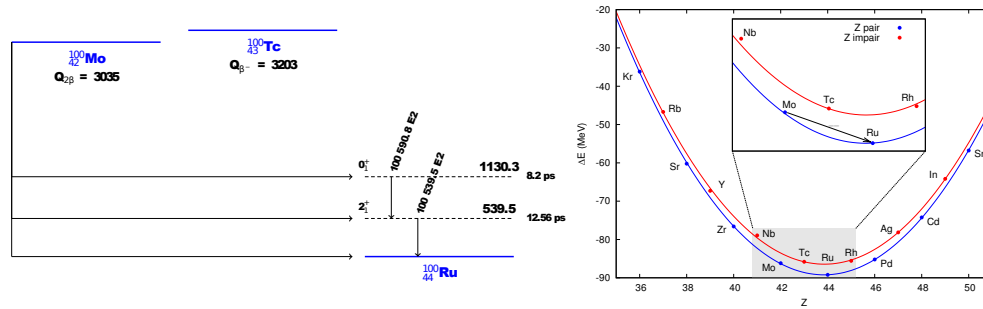


FIGURE 1.3.1: Exemple de candidat à la double désintégration (^{100}Mo) : schéma énergétique de désintégration (gauche) et parabole des excès de masse des noyaux isobares au ^{100}Mo . La désintégration bêta simple vers le ^{100}Tc étant interdite, seule la désintégration $\beta\beta$ vers le ^{100}Ru est observée.

1.3 Expériences de détection de désintégration double bêta

La désintégration double bêta est un processus de désintégration faible du second ordre s'apparentant à deux désintégrations bêta simultanées. Lorsque le nombre leptonique est conservé, c'est à dire lorsqu'il s'accompagne de l'émission de deux neutrinos, ce processus est permis par le modèle standard. Il est mesuré expérimentalement pour une dizaine d'isotopes (parmi une soixantaine de candidats), pouvant atteindre pour certains d'entre eux 10^{21} ans de temps de demi-vie. Il s'agit aujourd'hui des processus de désintégration les plus rares observés expérimentalement.

Parmi les quatre processus impliquant deux électrons autorisés ($\beta^-\beta^-$, $\beta^+\beta^+$, $\beta^-\epsilon$, $\epsilon\epsilon$), seule la $\beta^-\beta^-$ sera étudiée et implicitement notée $\beta\beta$.

Comme évoqué précédemment, l'expérience NEMO3 recherche la double désintégration bêta sans émission de neutrinos. Il s'agit du seul moyen actuellement connu permettant de lever l'ambiguïté sur la nature du neutrino (de Dirac ou de Majorana). De plus, si cette désintégration existe, elle offre un accès à l'échelle de masse du neutrino.

Afin de rendre possible l'observation de ces deux désintégrations, le choix des isotopes source est primordial. La désintégration bêta simple doit être énergétiquement interdite tandis que la double désintégration bêta reste autorisée. La figure 1.3.1 donne l'exemple du ^{100}Mo , isotope source principale de NEMO3.

La recherche de la double désintégration bêta est donc intéressante afin d'accéder à la masse du neutrino, mais est surtout, dans l'état actuel des connaissances, indispensable à la caractérisation de la nature du neutrino.

1.3.1 Désintégration double bêta avec émission de neutrinos

La désintégration double bêta avec émission de neutrinos fut envisagée pour la première fois par Goepper-Mayer en 1935 [33] et observée la première fois par T. Kirsten and O. A.

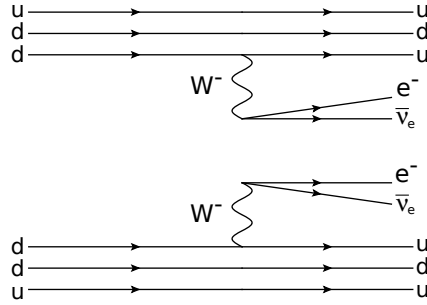


FIGURE 1.3.2: Diagramme de Feynman de la désintégration double bêta avec émission de neutrinos.

Schaeffer en 1968 [34] grâce à la mesure de composition isotopique en Xenon, notamment d'un excès en ^{130}Xe , d'échantillons de roches riches en ^{130}Te .

Cette désintégration entraîne la décroissance du nombre atomique de deux unités et s'accompagne de l'émission de quatre particules emportant la totalité de l'énergie (figure 1.3.2) de transition $Q_{\beta\beta}$:

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

Expérimentalement, étant donné que l'on ne peut mesurer que l'énergie des électrons, le spectre de l'énergie totale mesurée est un spectre continu dont le maximum est à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ (figure 1.3.5).

Ce processus n'est possible que pour les compositions de noyaux pair-pair en neutrons et protons car cette configuration déstabilise les noyaux impair-impair (terme d'énergie d'appariement non nul dans la formule de Bethe-Weizsäcker) et provoque leur répartition sur deux paraboles distinctes (figure 1.3.1). Dans certains cas, la différence entre ces deux paraboles permet d'interdire la désintégration bêta simple tout en permettant la désintégration double bêta.

Dans le cas de certains isotopes, la désintégration bêta simple peut être supprimée par conservation du moment angulaire entre le noyau père et le noyau fils ($\Delta L > 5$ pour le ^{48}Ca).

Le temps de demi-vie est indépendant de la masse effective du neutrino et est donné par le taux de transition :

$$(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} = \Gamma^{2\nu} = G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) \left| \frac{\mathcal{M}^{2\nu}}{m_e} \right|^2 \quad (1.3.1)$$

Où $G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ est le facteur d'espace de phase à quatre particules, $\mathcal{M}^{2\nu}$ est l'élément de matrice nucléaire pour le processus $\beta\beta 2\nu$ et m_e la masse de l'électron. Le facteur d'espace de phase est bien déterminé par la théorie et dépend de la puissance onzième de $Q_{\beta\beta}$ [35]. La valeur de l'élément de matrice $\mathcal{M}^{2\nu}$ est quant à elle mal connue car elle dépend sensiblement du modèle utilisé (section 1.5.2).

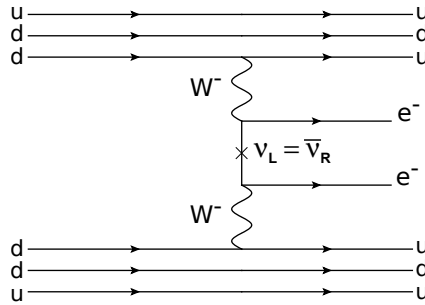


FIGURE 1.3.3: Diagramme de Feynman de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos.

1.3.2 Désintégration double bêta sans émission de neutrinos

Comme décrit précédemment, si la nature du neutrino est de Majorana, il n'y a plus conservation du nombre leptonique. La désintégration double bêta sans émission de neutrino nécessite que sa nature soit de Majorana car cela permet de violer la conservation du nombre leptonique de deux unités. Le diagramme de Feynman de ce processus est représenté en figure 1.3.3. Tous les émetteurs $\beta\beta 2\nu$ sont des émetteurs $\beta\beta 0\nu$, bien que les temps de demi-vie soient théoriquement indépendants. Dans le cas d'une désintégration double bêta sans émission de neutrinos, la masse effective d'un neutrino de Majorana au vertex s'exprime par :

$$m_{\nu\beta\beta} = \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i$$

Quelque soit le mécanisme, selon le théorème de Schlechter-Valle [36], toute désintégration double bêta sans émission de neutrinos implique que le neutrino est une particule de Majorana.

Dans cette désintégration, la totalité de l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ est emportée par les deux électrons. Ce qui, expérimentalement, se traduit par une énergie totale mesurée piquée à l'énergie de transition. Si cette désintégration existe, le spectre total attendu est donc une somme entre le spectre mesuré provenant de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ et de la désintégration $\beta\beta 0\nu$ (figure 1.3.5), ce qui, comme décrit dans le chapitre 6 nécessite une étude à part entière des deux signaux.

1.3.3 Mécanismes de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos

Mécanisme de masse Le mécanisme le plus simple et n'impliquant que des processus autorisés par le Modèle Standard (mis à part la violation du nombre leptonique) est le mécanisme de masse. Le neutrino émis au premier vertex interagit dans le second après un changement de référence (transformation de Lorentz) permettant le renversement

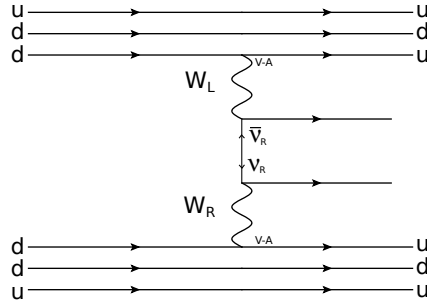


FIGURE 1.3.4: Diagramme de Feynman de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos par courant droit.

d'hélicité, requis pour une interaction par courant gauche (V-A). Afin de permettre à la fois ce changement d'hélicité, mais aussi de nombre leptonique du neutrino, celui-ci doit être massif et de Majorana. Le neutrino virtuel étant massif, son propagateur introduit un terme de masse dans la probabilité de transition. Le temps de demi-vie est donc lié à la masse du neutrino de Majorana [37] :

$$(T_{1'}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |\mathcal{M}^{0\nu}|^2 \left| \frac{m_\nu}{m_e} \right|^2 \quad (1.3.2)$$

Où $G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ est le facteur d'espace de phase de la transition $\beta\beta 0\nu$, $\mathcal{M}^{0\nu}$ son élément de matrice nucléaire, différent et indépendant de l'élément de matrice nucléaire $\mathcal{M}^{2\nu}$. Les erreurs sur le calcul de cet élément de matrice, dues aux modèles d'approximation utilisés, dominent l'erreur totale sur le rapport entre le temps de demi-vie de la désintégration $\beta\beta 0\nu$ et la masse du neutrino. Cela implique donc un intervalle de masse du neutrino pour la limite du temps de demi-vie mesuré. Le spectre attendu pour ce mécanisme est représenté en figure 1.3.5.

Mécanisme à courant faible droit Ce mécanisme, représenté en figure 1.3.4, est équivalent au mécanisme de masse, mis à part que la possibilité d'un courant droit (V+A) sur l'un des deux vertex est autorisée (ce qui va au delà du Modèle Standard). Un changement d'hélicité n'est alors plus nécessaire, mais, selon le théorème de Schlechter-Valle, le neutrino doit malgré tout être massif et de Majorana (dans ce cas, pour des raisons d'orthogonalité entre les états propres de masse et d'interaction faible [38]). Dans ce mécanisme, le temps de demi-vie est lié à la masse effective du neutrino dans toutes les combinaisons possibles de courants droit et gauche, possédant chacun un facteur d'espace de phases et un élément de matrice. La relation entre le temps de demi-vie et la masse des neutrino est donc différente et bien plus complexe qu'avec le mécanisme de masse. Une discrimination par l'expérience des mécanismes mis en jeu est donc essentielle afin de déterminer les bonnes échelles de masse en fonction du temps de demi-vie mesuré. Elle peut être réalisée notamment grâce à l'angle d'émission et l'énergie de chaque électrons.

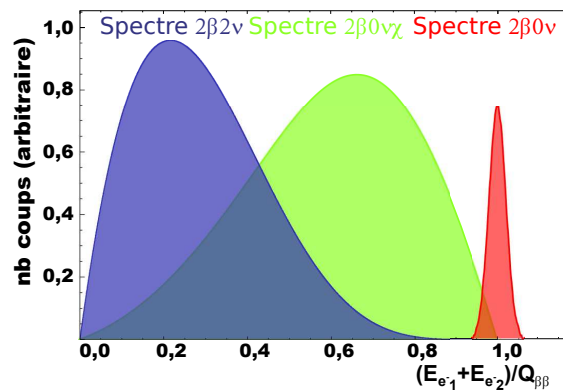


FIGURE 1.3.5: Représentation du spectre expérimental mesuré pour la désintégration $\beta\beta 2\nu$ et des spectres expérimentaux attendus en cas d'existence de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos simple ($\beta\beta 0\nu$) et avec émission d'une particule supplémentaire telle que le Majoron ($\beta\beta 0\nu\chi$) (les proportions entre les rapports de branchement des processus et la résolution en énergie de la mesure sont arbitraires).

Autres mécanismes Il existe plusieurs modèles brisant le nombre leptonique au travers d'une désintégration $\beta\beta 0\nu$. Certains de ces modèles émettent l'hypothèse de l'implication d'un boson de Goldstone, le Majoron noté χ [39]. La désintégration émet alors trois corps. Le Majoron n'étant pas détectable, le spectre total mesuré est alors continu. La cinématique reste malgré tout différente à la cinématique $\beta\beta 0\nu$. Les deux spectres sont donc expérimentalement différenciables (figure 1.3.5).

D'autres modèles plus exotiques encore permettant la désintégration $\beta\beta 0\nu$ existent, impliquant notamment les particules super-symétriques (gluino ou neutralino), quels qu'ils soient ils impliquent nécessairement un neutrino de Majorana massif.

1.4 Expériences de mesure de désintégration double bêta

1.4.1 Expériences courantes et passées

Plusieurs expériences sont aujourd'hui arrivées à terme. Elles ont permis d'établir des mesures de désintégration double bêta avec émissions de neutrinos sur plusieurs isotopes avec plus ou moins de précision selon l'expérience, mais aussi d'établir des limites sur la désintégration double bêta sans émission de neutrinos et d'en contraindre les paramètres.

Heidelberg-Moscou L'expérience Heidelberg-Moscou, installée dans le Laboratoire Souterrain du Gran Sasso (LSGS), était du type calorimètre pur. Dans ce type de détecteur, la source et le détecteur sont confondus, ce qui permet de supprimer la dégradation de la résolution en énergie par la fenêtre d'entrée. Il s'agit d'un détecteur composé

de cinq cristaux de germanium (HPGe) ultra-purs enrichis à 86 % en ^{76}Ge , isotope décroissant uniquement par désintégration double bêta. La résolution de ces cristaux est d'environ 3 keV pour un $Q_{\beta\beta}^{76\text{Ge}} = 2,039$ MeV et la prise de données a été réalisée sur 10 ans (71,7 kg.an). Ce détecteur a permis d'établir une limite dans le temps de demi-vie $T_{1/2}^{\beta\beta}(^{76}\text{Ge}) > 1,9 \cdot 10^{25}$ ans ($m_\nu < 0,35 - 1,05$ eV).

Cette expérience a par ailleurs mesuré un excès d'événements à une énergie d'environ 2040 keV à plus de 99 % C.I. Ce signal est interprété par une partie de la collaboration, dont le porte-parole H.V. Klapdor-Kleingrothaus, comme une mise en évidence de la désintégration $\beta\beta 0\nu$ à un temps de demi-vie de $(1,19_{-0,23}^{+0,37}) \cdot 10^{25}$ ans ($m_\nu = [0,2 - 0,6]$ eV) [40]. Toutefois des questions restent sans réponse, notamment en ce qui concerne l'étalonnage du détecteur et la présence d'un signal de bruit de fond non reconnu à 2030 keV. Aujourd'hui aucune autre expérience n'a pu apporter un autre signal $\beta\beta 0\nu$ positif.

IGEX L'Internationnal Germanium EXperiment est aussi une expérience du type calorimètre pur. Il est constitué de trois HPGe de 2 kg et trois autres de 0,7 kg installés dans le Laboratoire souterrain de Canfranc. Cette expérience a établi une limite du temps de demi-vie de la désintégration $\beta\beta 0\nu$ du ^{76}Ge $T_{1/2}^{\beta\beta}(^{76}\text{Ge}) > 1,6 \cdot 10^{25}$ ans [41]. Cette mesure indépendante ne confirme pas les conclusions sur la masse du neutrino apportées par Heidelberg-Moscou et appelle à de nouvelles mesures afin de confirmer ou d'infirmer ces résultats.

CUORICINO CUORICINO est une expérience employant elle aussi une source et un détecteur confondus. La technologie quant à elle est basée sur des bolomètres de dioxyde de tellure naturel (composé à 34 % de ^{130}Te). Les 13 modules, composés de 62 cryostats refroidis à une température d'environ 10 mK, mesurent l'élévation de température provoquée par le dépôt d'énergie des particules traversantes, dont les électrons émis par les désintégrations $\beta\beta$ du tellure. Ces détecteurs ont une résolution en énergie comprise entre 0,5 et 0,7 % de largeur à mi-hauteur à 1 MeV. Le temps d'exposition de 19,75 kg.an et le bruit de fond de $0,18 \text{ keV}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{an}^{-1}$ dans la région d'intérêt de la désintégration $Q_{\beta\beta}^{76\text{Ge}} = 2530$ keV a permis de fournir une limite sur le temps de demi-vie $T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu}(^{76}\text{Te}) > 2,8 \cdot 10^{24}$ ans ($m_\nu > [0,2 - 0,7]$ eV) [42]. CUORICINO (petit CUORE en italien) est en réalité un prototype de la technologie bolométrique dont le détecteur final sera développé en section 1.4.2.

NEMO3 L'expérience NEMO3, décrite en chapitre 2 et dont les données sont analysées dans les chapitres 4 5 et 6, est la dernière expérience ayant utilisé la technologie dite du tracko-calorimètre, c'est à dire l'utilisation de sources passives, d'un trajectographe ainsi que d'un calorimètre séparés. Cette technologie permet d'augmenter le nombre d'observables en ajoutant à l'énergie totale le type de particule, leur charge, leur énergie individuelle et leur angle relatif. Cette technologie permet par ailleurs une bonne compréhension et donc une bonne réduction du bruit de fond. Les limites actuelles établies par l'expérience

est d'un temps de demi-vie de $1,0 \cdot 10^{24}$ ans ($m_\nu = [0,47 - 0,96]$ eV) pour le ^{100}Mo . L'expérience et la prise de données ayant été achevées en fin 2011, l'analyse finale est en cours et devrait encore permettre de repousser les limites de mesure de temps de demi-vie pour les différents isotopes sources contenus par l'expérience.

1.4.2 Expériences à venir

Étant donnée la portée potentielle de la découverte de la désintégration $\beta\beta 0\nu$ sur la nature et la masse du neutrino, de nombreux efforts sont déployés dans la communauté scientifique afin d'augmenter la sensibilité de détection de ce canal. L'objectif actuel est d'atteindre dans les années à venir une sensibilité de l'ordre de la dizaine de meV sur l'échelle de masse du neutrino. Une telle sensibilité impose des contraintes précises telle qu'une technologie mature et fiable, permettant d'obtenir un temps de fonctionnement de plusieurs années et un temps d'exposition dépassant la centaine de kilogrammes par an. Plusieurs solutions en développement sont actuellement proposées et présentées dans cette section.

EXO EXO-200 (enriched Xenon Observatory 200 kg) [43] est le prototype d'EXO. Installé au Waste Isolation Pilot Plant, il contient 200 kg de xénon, enrichi à 80 % en ^{136}Xe , sous forme liquide. Le xénon est contenu dans une chambre de projection temporelle (CPT) cylindrique pouvant reconstruire les événements en trois dimensions. Le détecteur permet à la fois d'identifier les particules à l'origine du dépôt d'énergie, mais aussi d'identifier les ions générés dans le liquide afin de reconnaître le ^{136}Ba , noyau fils du ^{136}Xe par désintégration $\beta\beta$. Ces ions sont capturés et extraits afin d'être identifiés par méthode de spectrométrie (la méthode n'est pas encore implémentée pour le prototype, mais a été démontrée [44]). Le détecteur est aujourd'hui dans une phase de prise de données avec une résolution en énergie de 3,8 % de largeur à mi-hauteur à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}^{136}\text{Xe} = 2,48$ MeV, pour un bruit de fond de $(1,5 \pm 0,1) \times 10^{-3}$ coups/kg/ans/keV. La collaboration a pu établir une limite sur le temps de demi-vie $T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu}(^{136}\text{Xe}) > 1,6 \times 10^{25}$ ans à 90 % I.C. [45].

CUORE CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) est la suite naturelle de Cuoricino. Il complétera ce prototype par 19 nouvelles tours complémentaires, représentant au total 988 cristaux de TeO_2 pour une masse totale de ^{130}Te de 210 kg. La géométrie compacte permettra par ailleurs de compléter l'analyse par une anti-coïncidence entre les différentes tours, ce qui rendra possible une réduction du bruit de fond externe. Parmi les nombreuses améliorations étudiées grâce au prototype, figurera un meilleur découplage entre le détecteur et la structure (réduction du bruit dû aux vibrations), un meilleur contrôle de la radio-pureté de l'oxyde de tellure et un protocole de montage plus sévère afin de réduire les contaminations durant l'installation. Le montage devrait être terminé en 2013, date du début de la prise de données.

GERDA GERDA (GERmanium Detector Array) [46], à l'instar de Heidelberg-Moscou et IGEX, est un détecteur de désintégration $\beta\beta$ basé sur des cristaux HPGe enrichis à 86 % en ^{76}Ge . Installé au LSGS, il devrait en confirmer ou infirmer les résultats. L'idée principale est d'améliorer la résolution en énergie des HPGe par refroidissement en les plongeant dans 64 m^3 d'argon liquide. L'argon liquide sert aussi à détecter et à rejeter le bruit de fond en détectant sa scintillation. Un tank d'eau de 590 m^3 sert à la fois de bouclier contre le bruit de fond externe, mais aussi de veto grâce à la détection de l'effet Čerenkov provoqué par la traversée de particules chargées, mesuré par 66 photomultiplicateurs. Le but final est d'atteindre un bruit de fond dans la région d'intérêt $Q_{\beta\beta}^{76}\text{Ge}$ de 10^{-2} coups/kg/ans/keV pour la première phase et 10^{-3} coups/kg/an/keV pour la seconde phase.

Après l'installation, la préparation et l'immersion des trois premières chaînes de HPGe d'un total de 14,6 kg, la prise de données de la première phase a commencé en novembre 2011 et a permis d'obtenir comme résultats préliminaires un temps de demi-vie $T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(^{76}\text{Ge}) = (1.88 \pm 0.10) \times 10^{21}$ ans et un bruit de fond d'environ $93,0 \pm 6,4\ \mu\text{Bq/kg}$ [47]. La seconde phase a pour but d'atteindre une masse totale de ^{76}Ge de 40 kg afin d'établir une limite $T_{1/2}^{\beta\beta 20\nu}(^{76}\text{Ge}) > 1,5 \times 10^{26}$ ans.

Majorana Majorana [48] est un projet de 57 détecteurs HPGe ultra-pur enrichis à 86 % en ^{76}Ge représentant près de 60 kg de germanium. L'un des buts est d'atteindre un bruit de fond de 1 coup/tonne/an dans la région d'intérêt $Q_{\beta\beta}^{76}\text{Ge}$ en recherchant la plus grande radio-pureté de chaque composant du détecteur. Le détecteur serait installé au laboratoire de Sandford, au cœur de l'ancienne mine d'or de Homestake, à Lead, Dakota du Sud.

SNO+ projette de remplir le détecteur Sudbury Neutrino Observatory (SNO) de scintillateur liquide ultra-pur. Plusieurs dizaines de kilogrammes de source de désintégration $\beta\beta$ à base de sel de néodyme peu dissout dans le scintillateur [49]. L'abondance naturelle de ^{150}Nd , émetteur de désintégrations $\beta\beta$, est de 5,6 %, avec une résolution en énergie de 6 % de largeur à mi-hauteur à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}^{150}\text{Nd} = 3.367\text{ MeV}$. Le volume utile permettrait une réduction du bruit de fond d'environ 50 %, ce qui devrait permettre d'atteindre un niveau de bruit équivalent à celui de GERDA. Une utilisation de ^{150}Nd enrichi devrait pouvoir augmenter la masse de source $\beta\beta$ d'un facteur 10.

KamLAND-Zen À l'instar du projet SNO+, KamLAND-Zen projette de dissoudre 400 kg de xénon enrichi à 90 % de ^{136}Xe dans le scintillateur liquide de KamLAND pour la première phase et d'atteindre la tonne pour la seconde. L'intérêt du ^{136}Xe est sa facilité à se dissoudre, mais aussi à être extrait du scintillateur. Le liquide scintillant contenant le xénon est contenu dans un Ballon Interne (BI) de 3.08 m de diamètre. le BI, constitué d'un film de nylon transparent de $25\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, est suspendu au centre du détecteur KamLAND, dans le Ballon Externe (BE) de 13 m de diamètre. Le BE contient quant à lui 1 kt de liquide scintillant pur est sert de bouclier actif, permettant de supprimer le bruit de fond externe. Une graisse optique permet de conduire la lumière de scintillation vers

le calorimètre composé de 1 325 PM de 17 pouces et 554 PM de 20 pouces soutenu par une armature d'acier sphérique de 18 m de diamètre. Le détecteur permet d'obtenir une résolution en énergie de 10 % à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}^{136\text{Xe}} = 2.458$ MeV. L'acquisition de données a déjà débutée [50] et donne des résultats pour une exposition de 77,6 jours avec 129 kg de ^{136}Xe de temps de demi-vie $T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(^{136}\text{Xe}) = (2,38 \pm 0,02(\text{stat}) \pm 0,14(\text{syst})) \times 10^{21}$ ans et une limite $T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu}(^{136}\text{Xe}) > 5,7 \times 10^{24}$ ans à 90 % I.C, résultats compatibles avec les mesures récentes d'EXO-200.

C0BRA Le projet C0BRA (Cadmium telluride 0 neutrino Beta decay Research Apparatus) est un des projets les plus intéressants car il expérimente une nouvelle technologie combinant des détecteurs à semi-conducteurs et une méthode de reconstruction du parcours des particules. Il propose la construction d'un détecteur composé d'une multitude de cristaux semi-conducteurs de CdZnTe (enrichi en ^{116}Cd) de 1 cm^3 afin d'atteindre une granularité suffisante permettant de différencier le type de particule (β^\pm , α , μ) tout en offrant une résolution de 2 % de largeur à mi-hauteur à $Q_{\beta\beta}^{116\text{Cd}} = 2,8$ MeV [51].

Bien que l'isotope principal étudié soit le ^{116}Cd , C0BRA permet aussi de mesurer la désintégration de 5 isotopes $\beta\beta$ (^{70}Zn , ^{114}Cd , ^{119}Cd , ^{128}Te et ^{130}Te) et 4 $\beta^+\beta^+$ (^{64}Zn , ^{106}Cd , ^{1108}Cd et ^{120}Te). Le prototype, composé de quatre cristaux, est aujourd'hui installé au LNGS. Il a atteint une exposition de 4,34 kg.jours et une sensibilité à un temps de demi-vie $T_{1/2} = (8,2_{-0,1}^{+0,2}(\text{sys.}) \pm 0,2(\text{stat.})) \times 10^{15}$ ans [52].

Bien qu'ayant des points communs avec la technologie du tracko-calorimètre, elle ne permet pas de reconstruire les temps de vol des particules et leur charge, ce qui rend ce détecteur plus sensible au bruit de fond que NEMO3 ou SuperNemo.

NEXT NEXT [53] consiste aussi en une CPT remplie de xénon enrichi en ^{136}Xe . La source serait sous forme de gaz haute pression, ce qui devrait permettre d'atteindre une résolution en énergie de 1 % de largeur à mi-hauteur à $Q_{\beta\beta}^{136\text{Xe}} = 2,48$ MeV. Dans sa version finale, le détecteur devrait contenir une centaine de kilogrammes d'isotope source de désintégration double bêta.

LUCIFER Le projet de détecteur LUCIFER [54] consiste en une matrice de dix bolomètres scintillants constitués de cristaux ultra-purs de ZnSe, dont le sélénium sera enrichi à 95 % en ^{82}Se . Chaque cristal sera équipé d'un détecteur de lumière. Ces détecteurs seront de fins disques de germanium utilisés comme bolomètres. Le détecteur final se situera dans un cryostat au sein du laboratoire souterrain du Gran Sasso. Avec un bruit de fond attendu de 10^{-3} coups/keV/kg/an et une résolution de 5 keV dans la région d'intérêt, LUCIFER vise à atteindre une sensibilité pour la masse du neutrino de l'ordre de la centaine de meV.

MOON MOON (Mo Observatory Of Neutrinos) [55] est un projet de détecteur spectroscopique de désintégrations $\beta\beta$ du ^{100}Mo . Il consiste en une superposition de scintillateurs

et de fines feuilles source de ^{100}Mo . Ses caractéristiques principales sont :

1. un détecteur compact, pouvant recevoir d'autres sources de désintégrations $\beta\beta$;
2. une corrélation possible entre l'énergie et l'angle d'émission des neutrinos, permettant de détecter l'existence d'un courant droit ;
3. une résolution en énergie de moins de 7 % de largeur à mi-hauteur à $Q_{\beta\beta}^{100}\text{Mo} = 3 \text{ MeV}$;
4. une reconstruction des vertex permettant d'identifier les événements et de réduire la contribution du bruit de fond.

Le projet en est aujourd'hui à ses prémices, un prototype Moon-1 est aujourd'hui construit afin de démontrer la faisabilité du projet. Le but final est d'atteindre une sensibilité à la masse du neutrino inférieure à la centaine de meV.

SuperNemo Le projet SuperNemo est le successeur de NEMO3, notamment par l'exploitation de la même technologie du tracko-calorimètre. À terme le détecteur sera constitué de 20 modules contenant chacun 5 kg de source de désintégration $\beta\beta$. Une partie de la R&D du détecteur a été réalisée dans le cadre de cette thèse en chapitre 3, et sa description détaillée est donnée en section 2.2.

1.5 Autres résultats expérimentaux et théoriques importants

1.5.1 Oscillation des neutrinos

Les angles de mélanges et les différences entre les états propres de masse, permettant l'oscillation des neutrinos, sont décrits en section 1.1.4. Ils sont aujourd'hui mesurés par de multiples méthodes et utilisant différentes sources : cosmologiques, atmosphériques et artificielles. Chacune de ces sources différentes par les distances et la saveur des neutrinos émis, a permis de mesurer ces paramètres :

- les neutrinos provenant du soleil permettent d'avoir une sensibilité sur l'angle θ_{12} et la différence de masse Δm_{12} car le soleil n'émet que des neutrinos électroniques, semblant n'être sensibles qu'aux états propres ν_1 et ν_2 . La meilleure mesure actuelle est donnée par le détecteur SNO [18] avec les valeurs $\theta_{12} = 34,06^{+1,16}_{-0,84}$ et $\Delta m_{12}^2 = 7,59^{+0,20}_{-0,21} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ à 95 % I.C. ;
- les neutrinos atmosphériques permettent d'avoir une sensibilité sur l'angle θ_{23} et la différence de masse Δm_{23} car les interactions entre les rayons cosmiques et l'atmosphère produisent principalement des neutrinos muoniques, fortement sensibles aux états propres ν_2 et ν_3 . La meilleure mesure actuelle est donnée par le détecteur Super-Kamiokande [56] avec les valeurs de mélange maximal $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$ et de différence de masse $\Delta m_{23}^2 = 2,4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ à 90 % I.C. ;

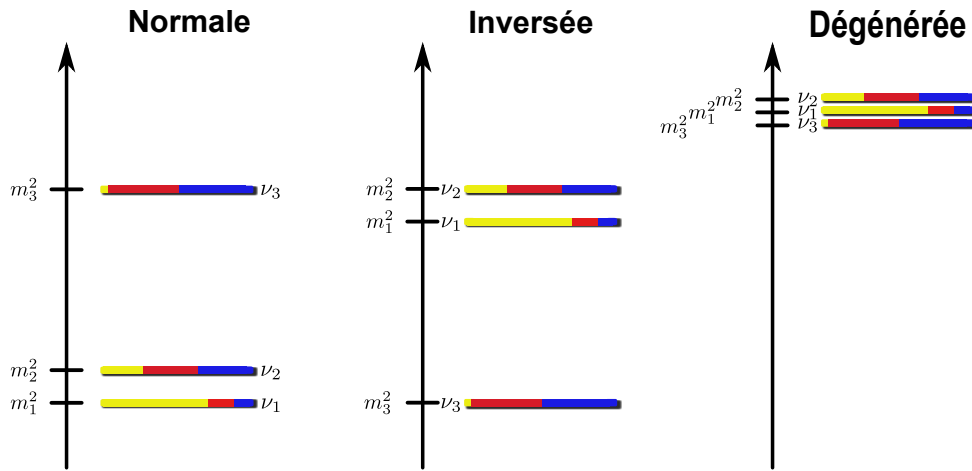


FIGURE 1.5.1: Hiérarchies de masse du neutrino normale ($m_3 > m_2 > m_1$), inversée ($m_3 < m_1$) et dégénérée ($m_3 \ll \langle m_\nu \rangle$)

- Les neutrinos créés artificiellement par accélérateurs ou réacteurs nucléaires permettent d’avoir une sensibilité sur l’angle θ_{13} et la différence de masse Δm_{13} car ce sont des producteurs d’anti-neutrinos électroniques. La mesure de ces paramètres est rendue possible par la détection d’un déficit de désintégration bêta inverse. Les derniers résultats de Double Chooz [57] révèlent un déficit interprété par la collaboration comme une preuve de l’existence de l’oscillation entre la le ν_e et le ν_τ à 99,8 % I.C. Les paramètres d’oscillation donnés sont $\sin^2 2\theta_{13} = 0,109 \pm 0,044^\circ$ et $\Delta m_{13}^2 = 2,32 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ à 90 % I.C.

Comme présenté dans la figure 1.5.1, ces résultats ne permettent pas d’établir la hiérarchie ni l’échelle de masse des neutrinos, seules les mesures directes ou indirectes de la masse effective des neutrinos peuvent discriminer les trois hiérarchies possibles.

1.5.2 Modèles théoriques et calculs des éléments de matrice nucléaire

Comme décrit précédemment, dans le cas d’une désintégration $\beta\beta 0\nu$, la masse est impliquée dans le calcul du temps de demi-vie. Ce rapport, donné en équation 1.3.2, dépend de deux éléments théoriques, à savoir le facteur d’espace de phase $G^{0\nu}$ et l’élément de matrice nucléaire $\mathcal{M}^{0\nu}$. Si le facteur d’espace de phase est accessible, l’élément de matrice nucléaire est bien plus complexe car il implique la totalité des nucléons du noyau source (souvent plus de 100). Il est donc analytiquement (et technologiquement) non accessible sous sa forme exacte. Les calculs d’éléments de matrices nucléaires actuels utilisent principalement cinq modèles d’approximations : le modèle en couches nucléaires (NSM), le Quasi Particle Random Phase (QRPA), Interacting Boson Model (IBM), Generating Coordinate Method (GCM) et l’Interacting Shell Model (ISM). Les résultats récents de tous ces modèles sont présentés en figure 1.5.2.

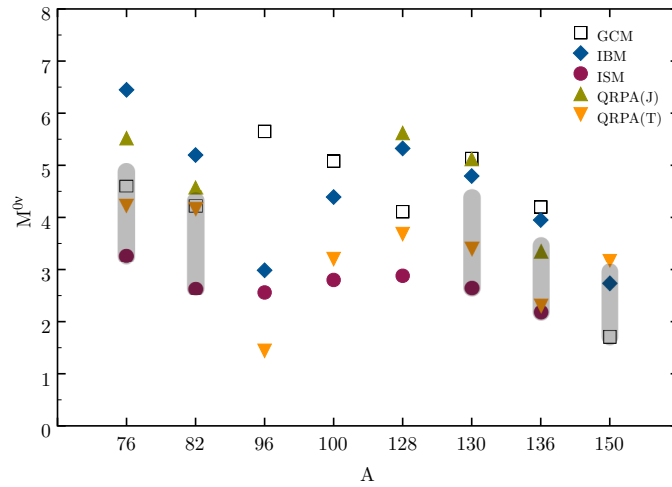


FIGURE 1.5.2: Résultats des calculs d'éléments de matrice $\mathcal{M}^{0\nu}$ pour les modèles GCM [58], IBM [59], ISM[60, 61] et QRPA [62, 63, 64, 65] pour les noyaux émetteurs double bêta ayant entre 76 et 150 nucléons.

Chapitre 2

Description expérimentale de NEMO3 et SuperNemo

Les théories ont causé plus d'expériences que les expériences n'ont causé de théories.

Joseph Joubert

Sommaire

2.1	NEMO3	44
2.2	SuperNEMO et son démonstrateur	61
2.3	Le Laboratoire souterrain de Modane	64

Introduction

L'APPROCHE DE NEMO3 ET DE SUPERNEMO pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos consiste en la mesure de tous les paramètres possibles : l'énergie totale, l'énergie de chaque particule, l'angle entre les particules et leur parcours. Pour ce faire ses détecteurs sont de technologie dite du tracko-calorimètre : le parcours de chacune des particules est reconstruit dans un trajectographe, puis leur énergie et leur temps d'arrivée sont mesurés par les compteurs à scintillations constituant le calorimètre. De plus les sources double bêta sont indépendantes et passives, ce qui réduit considérablement les contraintes pour le choix des sources.

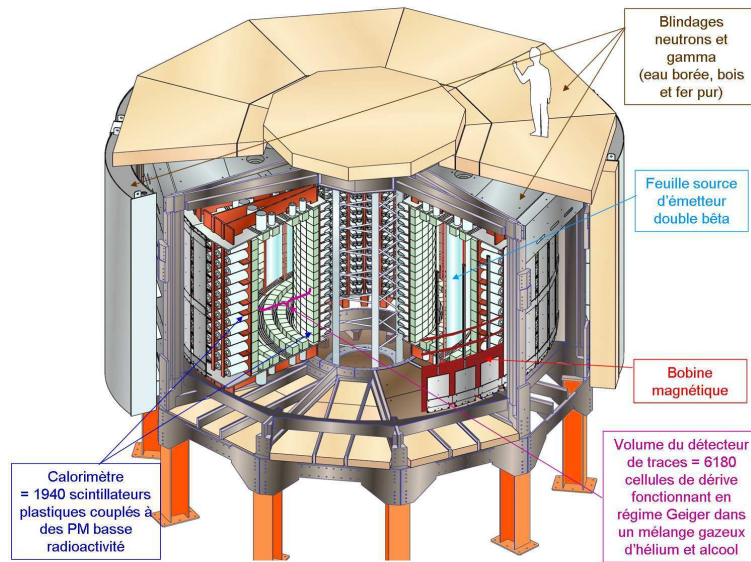


FIGURE 2.1.1: Vue schématique du détecteur NEMO3.

2.1 NEMO3

2.1.1 Dispositif et géométrie

L'expérience NEMO3 est une expérience dédiée à la détection de désintégrations double bêta sans émission de neutrinos. La symétrie cylindrique (figure 2.1.1) permet d'obtenir un compromis entre l'efficacité de détection pour les événements constitués de particules chargées émises en directions opposées et le volume disponible dans le laboratoire.

Les feuilles sources émettrices double bêta (sec. 2.1.4) sont installées entre deux chambres à fils (section 2.1.3). Elles permettent la reconstruction de la trajectoire des particules chargées. Ces deux chambres à fils sont entourées par le calorimètre, composé de scintillateurs associés à des photomultiplicateurs (compteurs à scintillations, section 2.1.4). Ce calorimètre constitue les deux murs dits internes et externes. Des compteurs à scintillations supplémentaires sont aussi placés sur les pétales du détecteur, c'est à dire les surfaces supérieures et inférieures de la chambre à fils.

2.1.2 Sources de désintégration double bêta

Un des avantages de NEMO3 est le choix des sources émettrices double bêta, contrairement aux expériences purement calorimétriques basées sur des semi-conducteurs ou des bolomètres, dans lesquelles la technique impose le choix de la source (par exemple, pour les détecteurs utilisant des diodes germanium seul l'isotope ^{76}Ge peut être utilisé). Ce type de détecteur a aussi l'avantage majeur de ne pas restreindre le choix des sources et

de permettre de tester plusieurs sources différentes durant les mêmes mesures.

L'épaisseur des sources, données dans le tableau 2.1.1 pour chaque isotope, a été choisie selon un compromis entre la masse d'isotope installée dans le détecteur et la perte d'énergie des électrons dans la feuille.

Le choix des isotopes repose sur plusieurs critères qui sont, par ordre d'importance :

- une abondance naturelle de l'isotope étudié suffisante afin de rendre possible son enrichissement ;
- la possibilité de les enrichir ;
- la stabilité en dehors de la désintégration double bêta (décroissance vers le noyau intermédiaire interdite) ;
- une énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ élevée pour avoir un espace de phase favorable et pour réduire le bruit de fond lié à la radioactivité naturelle ;
- la désintégration $\beta\beta 2\nu$, représentant elle-même un bruit de fond, doit avoir un temps de demi-vie long.

L'enrichissement des isotopes L'enrichissement isotopique peut être réalisé par différentes techniques. Pour les isotopes émetteurs $\beta\beta$, seule la technique d'enrichissement par centrifugation peut être utilisée pour de grandes masses (supérieures à 500 g). Cependant elle ne permet pas d'enrichir les isotopes les plus intéressants (voir tableau 2.1.1), c'est à dire ^{48}Ca , ^{96}Zr et ^{150}Nd car il n'existe pas de composés gazeux à température ambiante pour ces éléments. Des développements sont en cours pour essayer de les enrichir par technique d'enrichissement par laser et par centrifugation à haute température. Pour NEMO3, l'enrichissement des isotopes ^{100}Mo , ^{82}Se , ^{116}Cd et ^{130}Te a été réalisée par centrifugation. Nous ne connaissons pas les méthodes d'enrichissement des autres isotopes, qui ont été produits en plus petites quantités. Tous ces isotopes ont été enrichis en Russie.

Les isotopes de NEMO3 L'isotope principal choisi pour NEMO3 a été le ^{100}Mo . Ce choix a été guidé par son énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ élevée, qui permet de s'affranchir d'une partie du bruit de fond et par la possibilité de l'enrichir en grande quantité. Il y a eu l'opportunité d'installer d'autres isotopes dans le détecteur. Leur intégration permet de repousser les limites de leur temps de demi-vie de désintégration $\beta\beta 0\nu$ et de mesurer leur temps de demi-vie de désintégration $\beta\beta 2\nu$ avec plus de précision.

Afin d'étudier le bruit de fond externe, deux feuilles de $^{\text{nat}}\text{Cu}$ et de $^{\text{nat}}\text{TeO}_2$ très purs ont été ajoutées dans le détecteur. L'oxyde de tellure est particulièrement intéressant car sa masse atomique est proche de celle du molybdène (la section efficace des photons par création de paires, effet Compton et Møller est proportionnelle à Z^2). La répartition des isotopes utilisée par NEMO3 est résumée par la figure 2.1.2 et le tableau 2.1.1.

La purification des sources Deux méthodes ont été utilisées pour purifier les sources de ^{100}Mo :

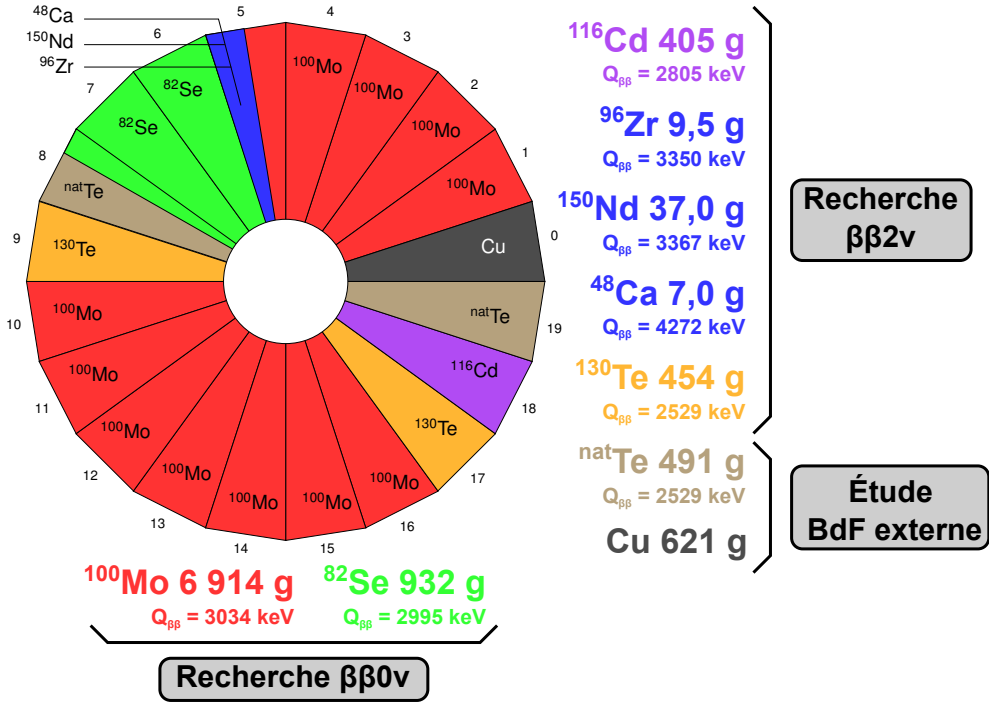


FIGURE 2.1.2: Répartition des sources dans l'expérience NEMO3.

Isotope	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	abond. (%)	abond. pur. (%)	masse (g)	secteurs occupés	épais. (μm)	$T_{1/2}$ Années	
							$2\beta 2\nu$	$2\beta 0\nu$
^{100}Mo	3034	9.63	[95-97]	6914	11.7	60	$(7, 17 \pm 2) \times 10^{18}$	$> 1, 3.10^{23}$
^{82}Se	2995	8.73	97	932	2.3	60	$(9, 6 \pm 0, 2) \times 10^{18}$	$> 1, 3.10^{23}$
^{130}Te	2529	33.8	90	454	2	60	$(7, 0 \pm 1, 1) \times 10^{20}$	$> 3, 2.10^{23}$ [66]
^{116}Cd	2802	7.49	93	405	1	60	$(2, 88 \pm 0, 56) \times 10^{19}$	$> 1, 1.10^{24}$
^{150}Nd	3367	5.6	91	37	< 1	60	$(9, 11 \pm 0, 30) \times 10^{18}$	$> 9, 2.10^{21}$ [67]
^{96}Zr	3350	2.8		9.4	< 1	60	$(2, 35 \pm 0, 88) \times 10^{19}$	$> 1, 8.10^{22}$ [68]
^{48}Ca	4271	6.99		6.99	< 1	30	$(4, 4 \pm 0, 9) \times 10^{19}$	$> 1, 3.10^{22}$
$^{\text{nat}}\text{TeO}_2$				610	1.7	60		
Cu				620	1	50		

TABLE 2.1.1: Feuilles d'isotopes émetteurs double bêta et feuilles d'étude du bruit de fond utilisées dans NEMO3 : abondance naturelle, purifiée, masse contenue dans NEMO3, proportion par secteur, épaisseur de la source et temps de demi-vie [69].

- la méthode physique consiste en la formation d'un monocristal à partir de la poudre de molybdène obtenue après l'enrichissement. Cette poudre est pressée jusqu'à donner du molybdène solide. Celui-ci est ensuite balayé par un faisceau d'électrons afin de le faire fondre localement. Les impuretés étant plus solubles dans la zone de fusion, elles migrent vers les extrémités du cristal. Les extrémités sont alors coupées et l'opération est répétée un certain nombre de fois. Le nombre de cycles est un compromis entre pureté et perte de matériau ;
- la méthode chimique consiste en la dilution de la poudre de molybdène enrichie dans de l'acide nitrique. Du sel de barium ($\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$) très pur est ensuite ajouté à la solution. Les sites du MoO_3 sont alors préférentiellement occupés par le barium, ce qui va bloquer la fixation du radium sur le molybdène. L'acidité est augmentée et le volume diminué par chauffage de la solution jusqu'à obtenir une précipitation de MoO_3 . Le précipité est rincé avec de l'eau ultra pure. Il est ensuite chauffé de 200°C à 850°C dans des tubes de quartz dans une atmosphère de H_2 afin de réduire l'oxyde de molybdène.

2.1.3 Chambre à fils

La chambre à fils est une chambre à dérive composée de 6180 cellules verticales de 3 cm de diamètre (309 par secteur) disposées de part et d'autre des feuilles sources (figure 2.1.3 et 2.1.4) et fonctionnant en régime Geiger [70]. Chaque cellule mesure 270 cm de long et se compose d'un fil anodique mis sous 1600 V de tension et de neuf fils de champ à la masse. Le diamètre de ces fils d'acier est le plus faible possible ($50 \mu\text{m}$) afin de réduire au maximum la quantité de matière traversée par les particules émises depuis la source avant d'atteindre le calorimètre. Enfin les tubes cathodiques de cuivre (à la masse) permettent de mesurer l'arrivée des plasma aux extrémités des cellules.

La chambre contient un gaz constitué principalement d'hélium (95,85 %), dont le numéro atomique faible limite la perte d'énergie des électrons traversant la chambre. Elle contient aussi de l'alcool (4 %), qui limite la photoionisation, donc le déclenchement des cellules voisines. L'argon (1 %) quant à lui absorbe les UV. Enfin, l'eau (0.15 %) stabilise la chambre durant les mesures de plus haute activité (par exemple l'étalonnage absolu, basé sur des sources ^{207}Bi présenté en section 2.1.8).

Lorsqu'une particule traverse ce gaz, elle le ionise. Les électrons arrachés dérivent alors vers le fil anodique à une vitesse moyenne de $1 \text{ cm} \cdot \mu\text{s}$. À proximité du fil, ces électrons accélérés par le champ électrique créent un phénomène d'avalanche, qui amplifie le nombre d'électrons par ionisation du gaz. La collection de ces électrons crée un signal anodique rapide. Le plasma créé dans l'avalanche se propage de part et d'autre du fil anodique à une vitesse moyenne de $7 \text{ cm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$. Le temps de propagation, estimé grâce aux signaux mesurés à l'arrivée du plasma sur les tubes cathodiques, permet de déduire la localisation longitudinale du lieu d'apparition du plasma.

Grâce à la mesure d'arrivée des électrons et à la connaissance du temps de dérive des électrons de ionisation créés par les particules traversantes, il est possible de déterminer

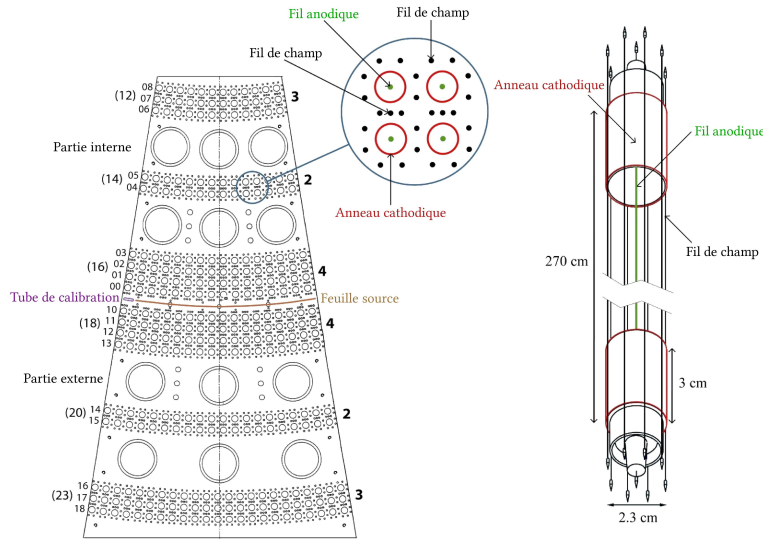


FIGURE 2.1.3: Représentation d'une chambre à fils d'un secteur (gauche) et d'une cellule (droite).

la distance entre le fil central anodique et la trajectoire de la particule.

La position longitudinale l moyenne est donnée par la formule :

$$\langle l \rangle = \frac{l_1 + L - l_2}{2} \text{ avec } l_1 = (t_{C1} - t_A)v \text{ et } l_2 = (t_{C2} - t_A)v$$

où l_1 et l_2 sont les positions longitudinales par rapport aux pétales inférieur et supérieur, t_{C1} et t_{C2} sont les temps d'arrivée du plasma aux cathodes inférieure et supérieure, t_A est le temps du signal anodique et v est la vitesse de propagation du plasma.

En partant de la source, les cellules de la chambre à dérive (ou cellules Geiger) sont réparties en trois plans (figure 2.1.3) :

- le premier plan, constitué de quatre rangées de cellules, permet de reconstruire le vertex ;
- le second plan, constitué de deux rangées de cellules, permet de reconstruire la courbure des traces ;
- le troisième plan, constitué de trois rangées de cellules, permet d'associer les traces aux PM du calorimètre.

Cette disposition a permis d'installer des rangées de compteurs à scintillations sur les pétales pour augmenter l'efficacité de détection des rayonnements gamma (figure 2.1.4).

La chambre à fils permet de reconstruire les traces, mais pas de discriminer la charge des particules traversantes. Pour rendre cette discrimination possible, elle est soumise à un champ magnétique uniforme et parallèle à la disposition des cellules de 25 G. Ainsi la courbure reconstruite permet de discriminer 95 % des paires e^-e^+ à 3 MeV des événements double bêta.

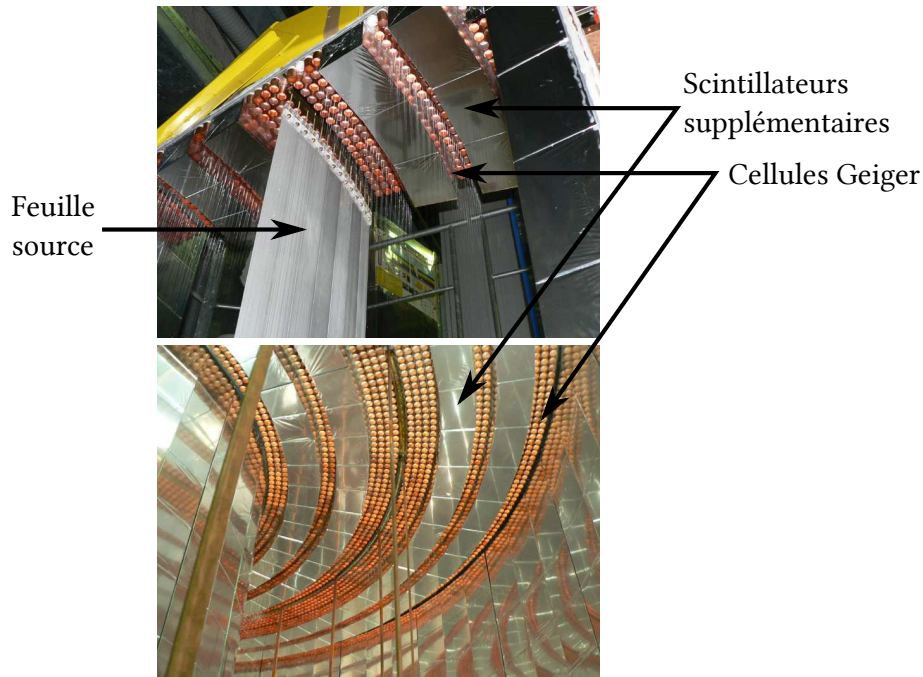


FIGURE 2.1.4: Vue intérieure de la chambre à fils.

2.1.4 Calorimètre

Le calorimètre est constitué de 1940 couples de scintillateurs et de PM basse radioactivité, associés par des guides de lumière (compteurs à scintillation). Une coupe d'un de ces bloc est représentée en figure 2.1.5. Ces compteurs à scintillation permettent une mesure du temps d'arrivée des particules à la surface du calorimètre et une mesure en énergie. Leur faible densité permet de limiter la rétro-diffusion des électrons. Ces scintillateurs ont, comme le reste des composants du détecteur, été sélectionnés et développés afin d'atteindre un maximum de radiopureté.

Les scintillateurs constituent la surface du calorimètre. Il s'agit de blocs de polystyrène, dopé à 1,5 % de p-terphényl (PTP) et 0.01 % de 1.4-di(5-phényl-2oxazoly)benzène (POPOP). La longueur d'onde de la lumière de scintillation provoquée par le styrène est décalée par le PTP et le POPOP afin d'éviter sa réabsorption dans le bloc et d'optimiser sa détection par le PM.

Le scintillateur est à base de carbone et d'hydrogène, ce qui permet d'avoir un nombre de protons, Z moyen, de l'ordre de 3,7 et donc de limiter le phénomène de rétrodiffusion des électrons sur la surface.

La profondeur des blocs scintillants a été choisie afin de limiter la perte d'efficacité par absorption des photons de scintillations et donc de résolution en énergie des particules incidentes, tout en conservant une bonne efficacité de détection des rayonnements gamma (50 % à 500 keV).

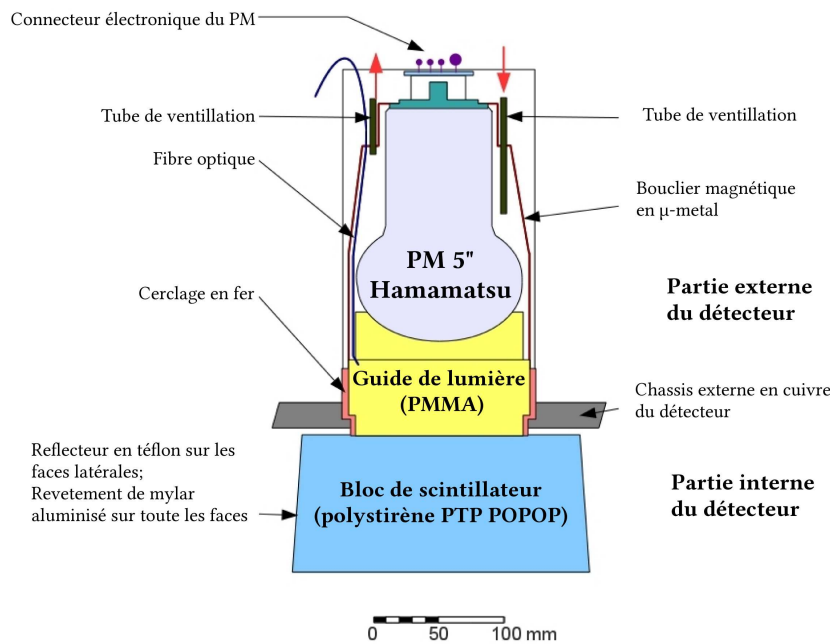


FIGURE 2.1.5: Coupe d'un couple scintillateur-PM 5 pouces du calorimètre de NEMO3.

Chaque bloc est habillé de cinq couches de téflon sur les côtés, afin de rediffuser les photons de scintillation sortant du bloc, et de deux feuilles de mylar alluminisé afin de faire écran à la lumière extérieure et de réfléchir les photons de scintillation sortant du bloc par la fenêtre d'entrée.

Il existe sept formes différentes de scintillateurs afin de s'adapter à la géométrie cylindrique de NEMO3.

Les guides de lumière permettent de traverser la structure en cuivre par contact optique entre le scintillateur et le photomultiplicateur. Il est composé de polyméthacrylate (PMMA) et transmet 98 % de la lumière de scintillation. Il est collé au scintillateur et au PM grâce à une colle optique d'indice optique proche de celle du scintillateur. Ces guides permettent d'isoler les PM de l'hélium de la chambre à fils. En effet, le verre étant poreux pour ce gaz, une exposition des PM détériorerait le vide indispensable à leur fonctionnement, ayant comme conséquence la réduction de leur efficacité.

Les photomultiplicateurs ont été fabriqués par la société Hamamatsu. Leur fenêtre d'entrée a été soufflée dans du verre basse radioactivité. Deux tailles sont utilisées : trois et cinq pouces (respectivement R6591 et R6594). Leur principe de fonctionnement est résumé en figure 2.1.6. Les PM trois pouces sont utilisés pour le mur interne, les PM cinq pouces pour le mur externe. Les PM trois pouces et cinq pouces sont aussi utilisés pour les pétales. Ils sont entourés par un bouclier magnétique de mu-métal afin de les protéger du champ magnétique de NEMO3.

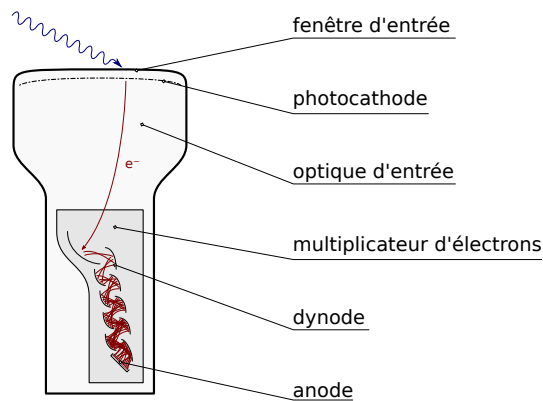


FIGURE 2.1.6: Schématisation du fonctionnement d'un photomultiplicateur :

- la fenêtre d'entrée en verre est transparente aux photons de scintillation ;
- la photocathode est composée d'un alliage de métaux alcalins et de semi-conducteurs, convertissant par effet photoélectrique les photons en électrons (photoélectrons) ;
- l'optique d'entrée est soumise à un champ électrostatique, qui accélère les photoélectrons et les dirige vers la première dynode ;
- le multiplicateur est composé de plusieurs dynodes (12 pour le PM 3 pouces et 10 pour le PM 5 pouces) amplifiant successivement le signal électronique par émission d'électrons secondaires, accélérés et focalisés par le champ électrostatique ;
- l'anode réceptionne le signal amplifié, dont l'intensité est proportionnelle au nombre de photons incidents.

La résolution en énergie est en moyenne de 16 % pour les PM trois pouces et de 14 % pour les PM cinq pouces.

2.1.5 La tente anti-radon

Lors de la conception de NEMO3, le cahier des charges imposait une contamination en radon de 5 à 6 Bq, avec une activité de 15 à 20 Bq dans l'air du laboratoire.

Or les premières prises de données, entre février 2003 et septembre 2004, ont révélé un taux significatif de ^{222}Rn dans la chambre à fils se situant entre 20 et 30 $\text{mBq}\cdot\text{m}^{-3}$. Cela représentait le bruit de fond le plus important pour la recherche de la désintégration double bêta. Ce radon provenait probablement d'une diffusion au travers des joints d'étanchéité entre les secteurs [71].

Le détecteur a donc été entouré d'une tente imperméable au radon (appelée tente anti-radon) afin de se trouver isolé de l'air du laboratoire, mais aussi de l'électronique pouvant émaner du radon. Le volume de la tente est balayé par un flux d'air déradonisé. Il est produit à l'aide d'une usine anti-radon dont le principe est de faire circuler de l'air avec un flux de $150 \text{ m}^3/\text{h}$ au travers de 450 kg de charbon actif refroidi à moins de -50°C . Le radon est alors mécaniquement piégé durant un temps $\tau_R \gg \tau_{1/2}^{\text{radon}}$ dans le charbon, son taux est donc réduit par un facteur R tel que :

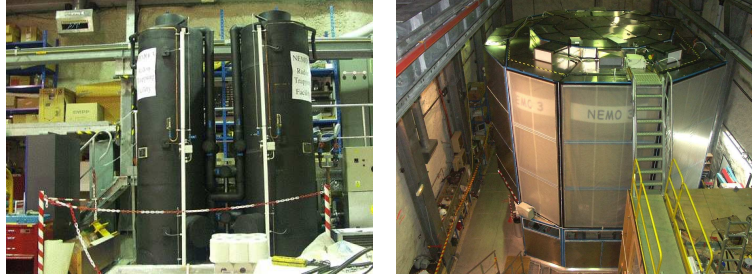


FIGURE 2.1.7: Usine anti-radon (gauche) et tente anti-radon installée sur NEMO3 (droite).

$$R = \exp\left(-\frac{\tau_R}{\tau_{1/2}^{\text{radon}}}\right), \text{ avec } \tau_R = \frac{km}{\phi} \quad (2.1.1)$$

avec $\tau_{1/2}^{\text{radon}} = 132$ h le temps de demi-vie du ^{222}Rn , m la masse de charbon actif, k un facteur dépendant de la qualité du charbon utilisé et de sa température, et ϕ le flux d'air.

Ce dispositif permet de produire un air contenant un taux de radon de l'ordre de 10-20 mBq/m³ soit mille fois moins que l'air du laboratoire.

Ainsi le taux de radon au sein de la chambre à fils est réduit d'un facteur six (section 5.2.1). Le radon restant dans le détecteur est certainement dû au dégazage des matériaux de construction du détecteur et à son étanchéité. L'usine et la tente anti-radon sont représentées en figure 2.1.7.

2.1.6 Blindage

Le blindage anti-gamma. Le rayonnement gamma provient de la radioactivité naturelle de la roche, des captures radiatives de neutrons dans la roche et du rayonnement Bremsstrahlung des muons. Afin de réduire cette contribution, un blindage de fer pur est constitué de 10 sections (165 t) pour les murs externes et de deux sections (6 t) pour le sommet et la base de la tour (voir figure 2.1.8). Ce blindage fait 20 cm d'épaisseur (18 cm au minimum pour des raisons structurelles) et permet de réduire la contribution des photons d'un facteur 10⁴. Il contribue par ailleurs à la réduction du flux de neutrons, notamment pour les basses énergies (<1 MeV).

Le blindage anti-neutrons. Les neutrons présents dans le laboratoire sont émis au sein de la cavité par désintégration de l'uranium naturel, par des réactions (α, n) ou encore par interaction des muons avec la roche (spallation).

Afin de réduire ce bruit de fond, un blindage en trois parties a été installé (voir figure 2.1.8) :

1. une couche de paraffine de 20 cm est installée sous le détecteur (non visible sur la figure) ;
2. une épaisseur de bois de 28 cm recouvre le sommet et la base de la tour ;

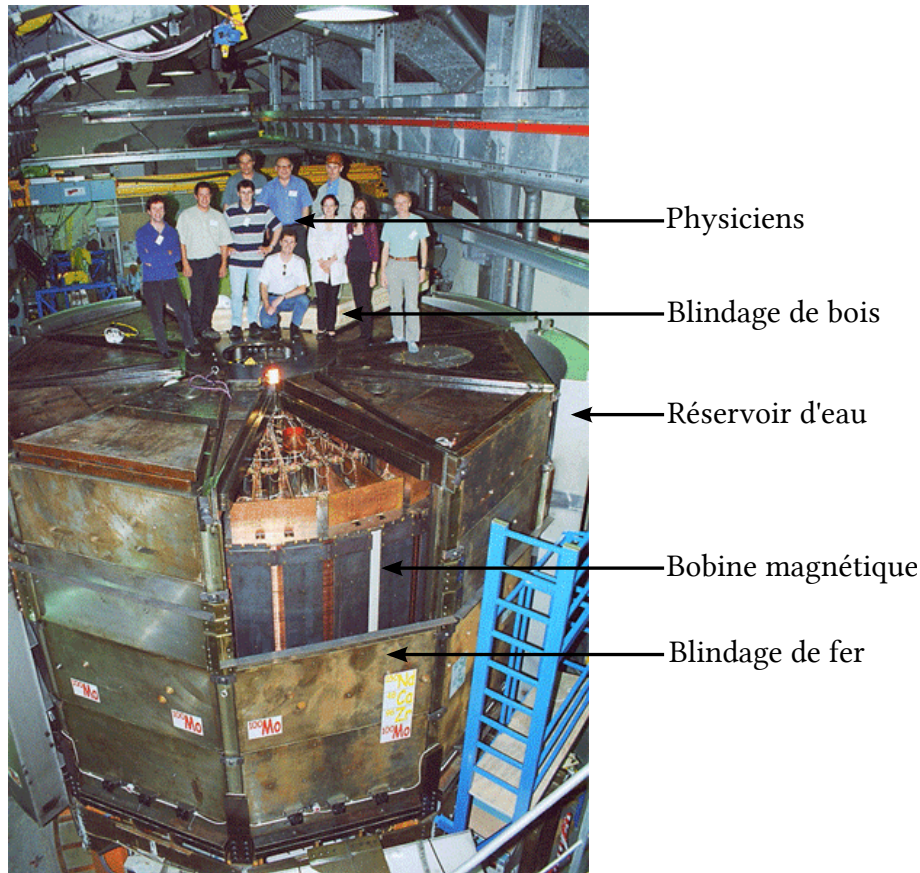


FIGURE 2.1.8: Vue du détecteur lors de la fin de son installation, en février 2003. Le blindage de fer est quasiment installé, ainsi qu'une partie des réservoirs d'eau.

3. des cuves de 35 cm d'épaisseur remplies d'eau borée recouvrent le mur externe.

Ces neutrons peuvent créer des rayonnements gamma par capture radiative (n,γ) ou diffusion inélastique ($n,n'\gamma$). Ces rayonnements peuvent avoir des énergies de 6 à 10 MeV en fonction du matériau où a lieu la réaction. Les photons peuvent alors par la suite interagir dans la source émettrice double bêta et émettre deux électrons par création de paires, effet Compton et effet Möller.

2.1.7 Électronique et déclenchement

La technologie de type tracko-calorimètre de NEMO3 comprend en réalité deux détecteurs indépendants : un calorimètre et un détecteur de traces. De la même manière, l'électronique et le système de déclenchement de premier niveau sont composés de deux modules séparés. Pour définir un second niveau de déclenchement interdépendant, ces modules communiquent grâce à un châssis de type VMEbus constituant le module de reconstruction des événements appelé "event-builder". Cette sous-section développe à la fois l'électronique

et le système de déclenchement, indispensable pour l'étude des erreurs systématiques développées en section 4.6.

Électronique du calorimètre. La sélection de matériaux radio-purs ne s'est pas limitée aux matériaux de construction et aux PM, mais a aussi concerné les ponts de résistances redistribuant la haute tension aux dynodes. Les matériaux organiques étant naturellement de faible radioactivité, la base des ponts a été réalisée en papier phénolique (bakélite) et les composants en polycarbonate ou polypropylène. L'activité totale est inférieure à 4 mBq par base, et moins de 4 mBq pour les composants. Ces ponts ont été développés dans le but d'obtenir la meilleure linéarité possible, même en cas de courant élevé. La figure 2.1.9 donne le schéma de ce pont pour les PM de NEMO3.

L'électronique d'acquisition et de numérisation des signaux provenant des PM a été développée en collaboration entre le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire et l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (tous deux de l'Université Paris Sud) [72] afin d'être capable d'accomplir deux fonctions :

1. le signal doit être linéaire : l'énergie mesurée doit être affinement corrélée avec l'intégrale de la charge mesurée sur une période donnée ;
2. le déclenchement de premier niveau doit être rapide afin de limiter au maximum les phénomènes de temps mort et de recouvrement.

Avec une activité typique de quelques dizaines de hertz, le temps de numérisation n'excède pas 100 μ s.

Le premier niveau de déclenchement se base sur deux sous-niveaux de déclenchement par PM. Le sous-niveau bas est étalonné pour se déclencher au dépassement du seuil d'amplitude de signal équivalente à un électron de 27 keV en moyenne. Il fournit la valeur du canal de conversion de temps numérisé (CTN ou TDC). Lorsque ce seuil est franchi, une fenêtre d'intégration de charge de 80 ns s'ouvre. Le sous-niveau haut, quant à lui, est étalonné pour l'équivalent d'un électron de 150 keV. Lorsque ce seuil est dépassé, le compteur de multiplicité est incrémenté par un signal dit STOP-PMT. Ce compteur doit dépasser une certaine valeur (usuellement configurée à 0) pour permettre la suite de l'acquisition. Si un seul PM déclenche et donne une charge dépassant le seuil de 12 MeV (correspondant au canal de saturation), l'acquisition de l'événement courant est annulée. Ce cas se présentant rarement, la contribution au temps mort est négligeable.

Lorsque l'acquisition est interrompue durant l'une de ces étapes, l'électronique redémarre en 330 ns.

Électronique du détecteur de traces L'électronique du détecteur de traces a été développée au LAL et comprend deux types de cartes. Le premier type fournit la haute tension aux anodes (environ 1620 V) et une tension de 0 à 100 V à la cathode (usuellement à la masse). La seconde mesure la tension à l'anode et à la cathode afin de d'estimer l'énergie déposée par les particules ionisantes traversant la chambre. Cette carte numérise les temps de variation correspondant au déclenchement de l'avalanche (ctn_{rapide}) et le

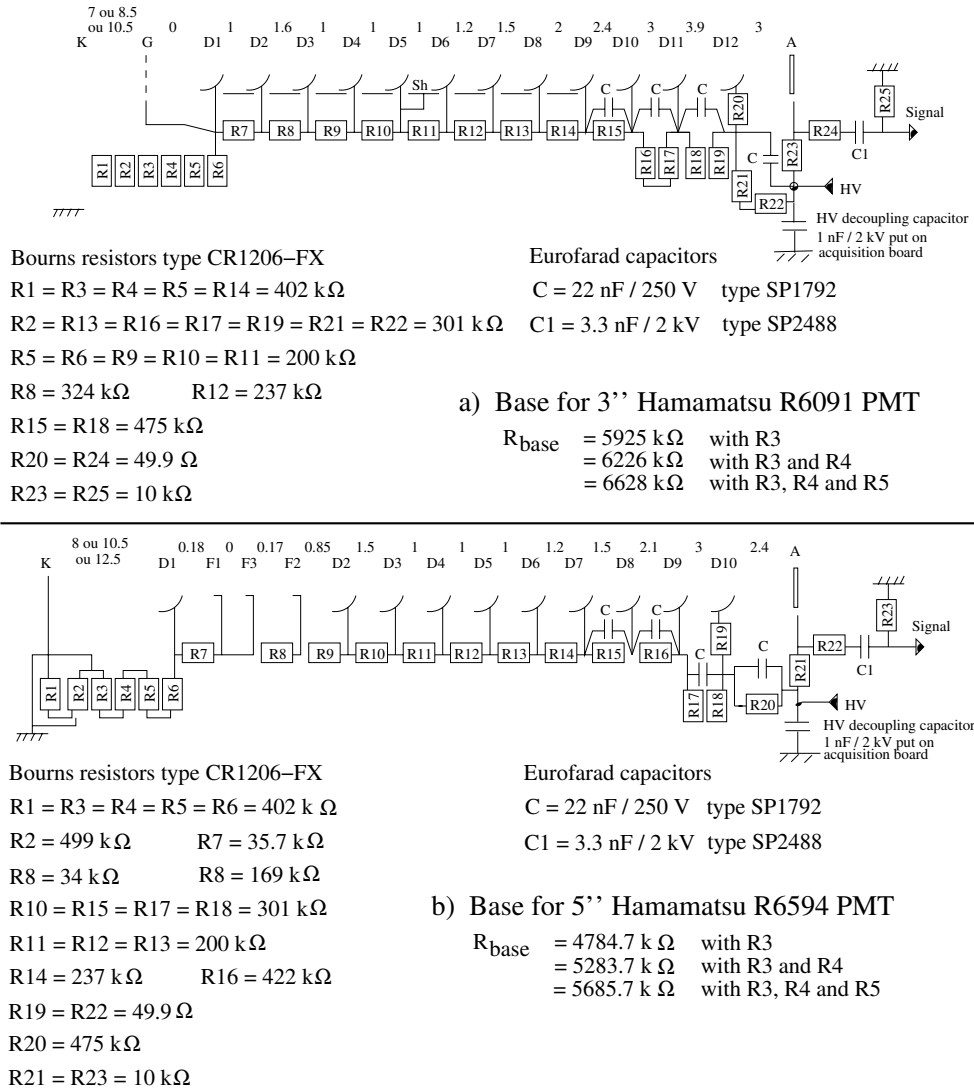


FIGURE 2.1.9: Schéma des ponts de résistance pour les PM 3'' (1750 V) et 5 pouces (1300V).

temps d'arrivée du plasma à la cathode supérieure (ctn_{sup}) et à la cathode inférieure (ctn_{inf}). Dans le cas des acquisitions de recherche double bêta, seule une multiplicité totale de trois cellules déclenchées est demandée. Puis une fois cette multiplicité satisfaite, une fenêtre de $704 \mu s$ s'ouvre afin de mesurer les traces retardées d'émission alpha par effet BiPo (section 5.2.1).

Système de déclenchement de NEMO3 Le système de déclenchement de NEMO3 a été développé au Laboratoire Corpusculaire de Caen. Il a été conçu afin d'être flexible pour pouvoir effectuer différents types d'acquisition. Si la multiplicité du nombre de compteurs est satisfaite dans une fenêtre de 20 ns, le déclencheur passe au niveau supérieur en agrandissant la fenêtre d'acquisition du calorimètre à 200 ns et en ouvrant une fenêtre de $6,14 \mu s$ d'acquisition du détecteur de traces. Sinon l'électronique redémarre en 330 ns. Cette multiplicité est usuellement mise à 1 PM. Si la multiplicité du nombre de cellules Geiger et leur disposition relative est satisfaite, le déclencheur passe au niveau supérieur en élargissant la fenêtre d'acquisition du détecteur de traces à $710 \mu s$ au total (102 pour les acquisitions d'étalonnage). Sinon l'électronique redémarre en 330 ns.

Ce système est capable de faire une reconstruction de trace basique (multiplicité totale, par plan etc.), utilisée notamment durant les acquisitions de calibration afin de réduire le taux de comptage d'événements non reconstituables durant l'analyse.

Les niveaux suivants sont réservés aux runs d'étalonnage et correspondent à des reconstructions de traces et des coïncidences avec des PM. Une fois toutes les conditions remplies, les données sont sauvegardées et l'électronique redémarre. Le temps total pour un événement de recherche double bêta est en moyenne de 2 ms. Ce temps est systématiquement mesuré et sa moyenne sur une acquisition est conservée.

2.1.8 Étalonage du détecteur

L'étalonnage du détecteur est une étape indispensable pour l'analyse de données. Le but est d'estimer la stabilité en gain du calorimètre à une précision inférieure à 2 %.

Cette section détaille l'étalonnage en énergie, ce qui permet de discriminer au mieux les événements $\beta\beta 2\nu$ et les éventuels événements $\beta\beta 0\nu$, mais aussi en temps, ce qui permet de discriminer les événements en fonction de leur temps de vol.

Étalonnage absolu L'étalonnage absolu est un étalonnage basé sur des sources radioactives disposées dans les tubes d'étalonnage, placés entre les secteurs au niveau des feuilles sources (voir figure 2.1.3). Ces tubes comportent trois fenêtres d'entrée de poly(4,4-oxydiphénylène-pyromellitimide, ou kapton) : une au centre et deux distantes de 90 cm du centre. Il s'agit de l'étalonnage le plus fiable car c'est celui qui se rapproche le plus des conditions expérimentales. Il fait intervenir la scintillation, la propagation dans les guides de lumière, l'amplification par les PM et l'électronique. Ce sera donc l'étalonnage de référence, que ce soit en énergie ou en temps.

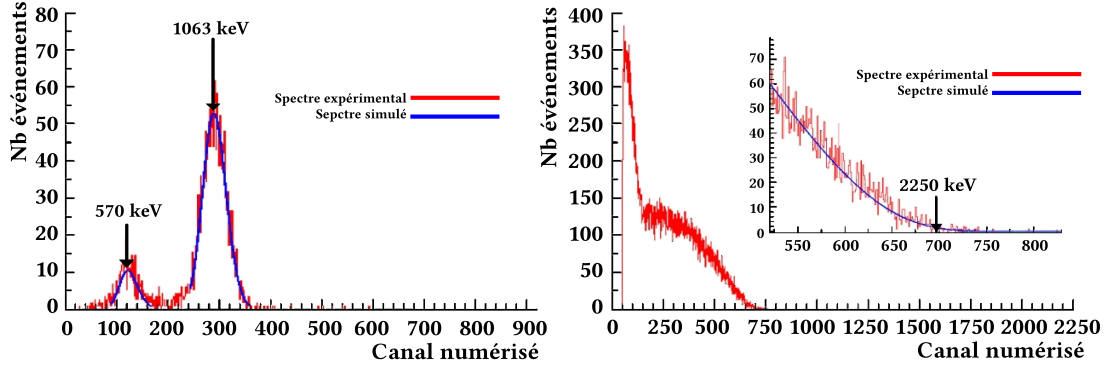


FIGURE 2.1.10: Exemple d’ajustement entre un spectre en canal numérisé d’une simulation et d’une mesure d’étalonnage de ^{207}Bi (gauche) et de ^{90}Sr (droite) pour un PM.

L’étalonnage en énergie absolu est réalisé grâce à 60 sources de ^{207}Bi d’environ 180 Bq chacune réparties dans tout le détecteur. Le ^{207}Bi émet entre autres deux électrons de conversion de 570 keV et de 1063 keV. La reconstruction des traces permet de ne prendre en compte que ces électrons, en imposant un vertex reconstruit ne provenant que des fenêtres des tubes d’étalonnage. On obtient ainsi deux points permettant l’évaluation du rapport de conversion entre les valeurs de signal numérisé des PM et de l’énergie des particules incidentes. Cette mesure est réalisée toutes les trois semaines durant environ 24 h et permet d’avoir un suivi de l’évolution du gain de chacun des PM dans le temps.

Afin d’accompagner ces étalonnages de mesures de linéarité, des sources de ^{90}Sr ont été placées dans les tubes d’étalonnage. Le ^{90}Sr est émetteur bêta pur d’énergie de transition $Q_\beta=2283$ keV, ce qui permet de faire un ajustement provenant d’une simulation afin de déduire la valeur du signal numérisé de la fin du spectre d’émission bêta à 2250 keV. La figure 2.1.10 présente un exemple d’ajustement des spectres d’étalonnage et la figure 2.1.11 l’ajustement affine des trois points obtenus.

L’étalonnage absolu en temps permet d’aligner les PM en temps. En effet, le temps de réponse des PM dépend de nombreux facteurs tels que les différences entre les longueurs de câbles, le temps de transit des électrons dans le PM, la géométrie des scintillateurs et des guides de lumière, la disposition des PM sur les guides de lumière etc. Cet étalonnage est réalisé à l’aide de sources de ^{60}Co dans les tubes d’étalonnage. Ces sources sont émettrices de deux photons de 1173 keV et 1332 keV en coïncidence (voir figure 2.1.12). On peut alors écrire la relation :

$$\text{TDV}^i + \text{ctn}^i + \epsilon^i = \text{TDC}^i + \text{ctn}^i + \epsilon^j \quad (2.1.2)$$

Où i est le PM en coïncidence avec le PM j , TDV^i est le temps de vol du photon incident sur le compteur i et provenant de la fenêtre d’étalonnage, et ctn^i est le canal de temps numérisé du PM i .

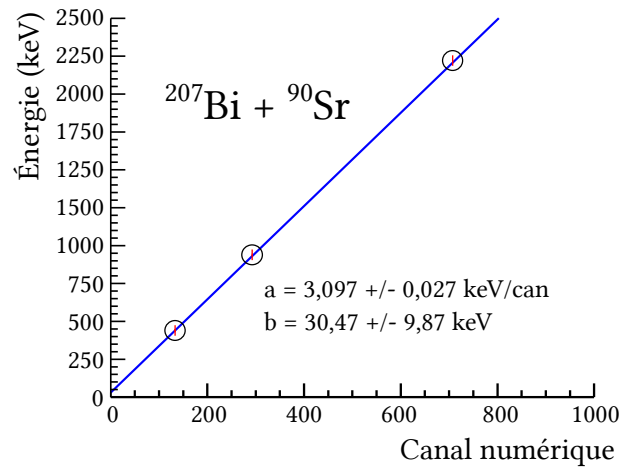


FIGURE 2.1.11: Ajustement affine $\text{Energie} = a \times \text{canal} + b$ de pente a et d'intercept b des ajustements d'étalonnage présentés en figure 2.1.10.

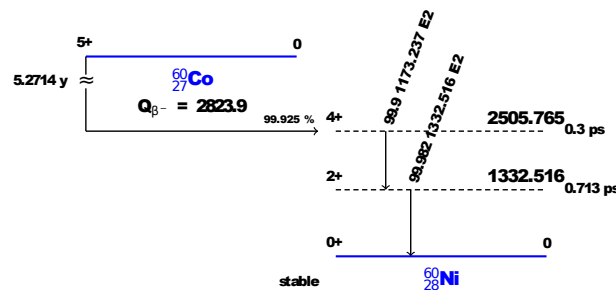


FIGURE 2.1.12: Schéma de décroissance du ^{60}Co de rapport de branchement supérieur à 1%.

Une acquisition complète permet d'établir cette relation sur chaque paire de PM, et d'obtenir ainsi un temps de référence corrigé pour chacun d'entre eux.

Des mesures à l'aide de sources neutroniques externes ont été effectuées afin de comparer la charge et le ctn de chaque compteur à scintillation à l'aide de la reconstruction des électrons traversant le détecteur [73].

Étalonnage relatif Bien que donnant des résultats très fiables, l'étalonnage absolu nécessite l'arrêt complet de l'acquisition de recherche $\beta\beta$ pendant une durée assez longue. En effet, afin de ne pas faire saturer la chambre à fils, l'activité des sources doit être assez faible. C'est pourquoi ces étalonnages sont réalisés en 24 h. Un système de suivi relatif basé sur un système de laser a donc été mis en place. Typiquement deux étalonnages de quelques minutes par jour ont été réalisés. Le mécanisme de redistribution de la lumière du laser est présenté en figure 2.1.13. Le faisceau traverse tout d'abord un filtre optique qui permet d'en diminuer l'intensité. Il est ensuite divisé en deux faisceaux secondaires. Le premier permet de mesurer l'intensité grâce à une photodiode et deux photomultiplicateurs

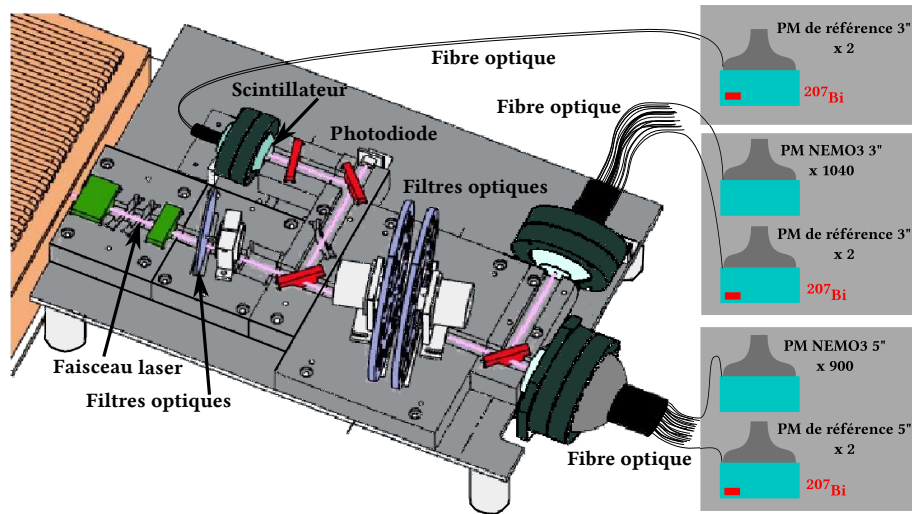


FIGURE 2.1.13: Schématisation du mécanisme de redistribution de la lumière du laser de NEMO3.

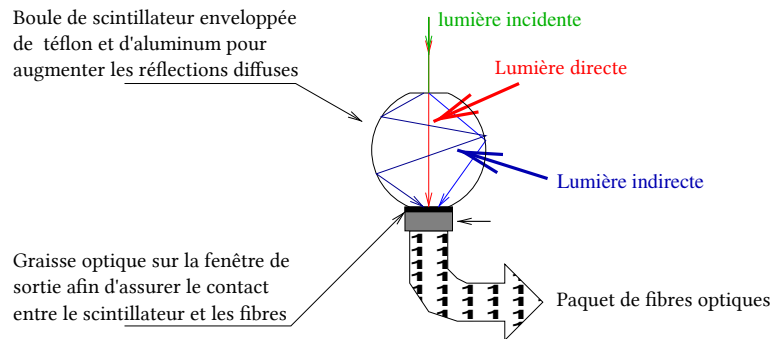


FIGURE 2.1.14: Boule de scintillateur recevant la lumière du laser et la transmettant aux fibres optiques après scintillation.

de référence. Le second traverse des filtres optiques atténuateurs avant d'être envoyé aux PM de NEMO3 ainsi qu'à deux PM de référence de trois pouces et deux de cinq pouces. Ces PM de référence sont installés dans une boîte noire, avec un petit scintillateur (1 cm^3) contenant une source de ^{214}Bi afin de les étalonner. Ce montage est aussi utilisé par le banc DEL, présenté en chapitre 3.

Avant d'être transmise par fibre optique aux photomultiplicateurs, la lumière est décalée vers une longueur d'onde adaptée aux photocathodes grâce à une boule de scintillateur présentée en figure 2.1.14.

L'étalonnage relatif en énergie consiste en un suivi de l'évolution du gain de chaque PM à l'aide de la lumière du laser ajustée à la valeur d'énergie de l'électron de conversion de 976 keV du ^{207}Bi . Au fur et à mesure des acquisitions, il s'est avéré que

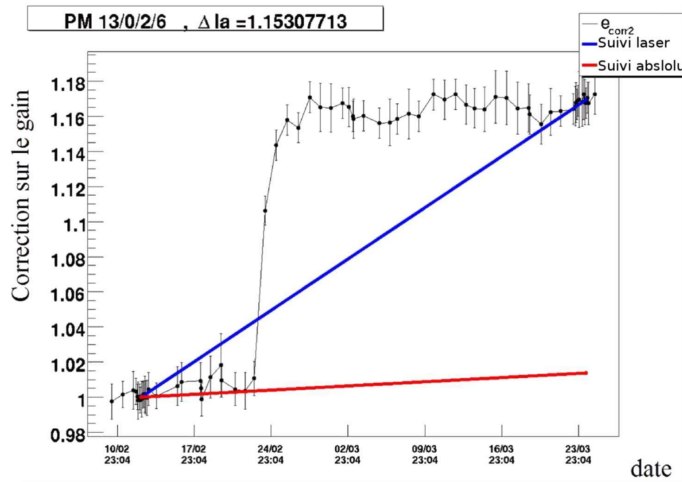


FIGURE 2.1.15: Étalonage relatif du PM 13/0/2/6 entre le 9/02/2004 et le 23/03/2004. Le PM est marqué comme “bon” pour les acquisitions entre le 10/02 et le 23/02. Le saut supérieur à 2 % l’exclut de l’analyse à partir de 23/02. Cet exemple montre aussi une forte divergence entre la variation totale de la correction relative (bleu) et absolue (rouge).

le laser présente une évolution en gain des PM divergente avec l’étalonnage absolu des PM. Plusieurs hypothèses pouvant expliquer cette erreur systématique ont été explorées, dont notamment l’hypothèse de la dépendance en longueur d’onde développée dans le chapitre 3. En effet la longueur d’onde de la lumière incidente aux PM est dépendante de la stabilité du point d’impact du laser sur le scintillateur, de la colle optique, du contact optique ou de l’état des fibres (dénuement, dégradation lors du montage...).

Des méthodes de corrections du gain des PM à partir des données avec laser ont été développées, mais aucune ne s’est révélée suffisamment précise et fiable [74]. Il a donc été décidé que l’étalonnage en énergie avec le laser ne fournirait pas de facteurs de correction, mais serait un indicateur de la qualité d’un PM. Par exemple, un PM montrant une variation de gain relatif au laser supérieure à 2 % est exclu de l’analyse jusqu’à l’acquisition d’étalonnage absolu suivante. Un exemple de PM présentant tout d’abord un bon étalonnage puis un mauvais étalonnage laser entre deux calibrations absolues est donné en figure 2.1.15.

L’étalonnage relatif en temps est essentiel pour la discrimination des événements double bêta et de bruit de fond grâce au temps de vol. Bien que des acquisitions d’étalonnage absolu en temps aient été faites, le temps de montée, donc de déclenchement, des PM peut significativement changer, notamment en fonction de la variation de gain des PM et de leur vieillissement.

Les différences de temps dues aux variations de longueur de fibre, d’insertion de fibre dans la boule de scintillateur ou dans le PM etc. ont été mesurées grâce aux acquisitions d’étalonnage en temps absolu.

La grande stabilité du gain et le temps de montée rapide du signal de la photodiode installée dans le système laser (figure) permettent de l'utiliser comme référence pour la mesure du temps avec le laser.

2.2 SuperNEMO et son démonstrateur

SuperNemo est un détecteur proposé en 2004 [75] afin de succéder à NEMO3. Ce projet a pour but d'être sensible à une masse effective du neutrino de l'ordre de 50 meV, soit un temps de demi-vie $T_{1/2}^{0\nu} = 10^{26}$ ans pour une prise de données de 5 ans avec une masse d'isotope de 100 kg. Ainsi SuperNemo sera compétitif face aux autres expériences de recherche de désintégration double bêta en développement.

NEMO3 a permis de mener la technologie tracko-calor à maturité et a prouvé l'efficacité de sa méthode pour réduire drastiquement le bruit de fond. C'est donc dans la continuité de cette technologie que le détecteur SuperNEMO est développé. Ce détecteur sera constitué de 20 modules chacun comprenant 5 kg d'isotope enrichi.

Le démonstrateur, actuellement en construction, correspond à un module de SuperNemo. Son but est de prouver la faisabilité de l'expérience en démontrant qu'il est possible d'atteindre les niveaux de bruit fond requis et l'extrapolation de la technique à 20 modules.

2.2.1 Géométrie préliminaire

Extrapoler directement la géométrie de NEMO3 vers un détecteur contenant plus de 100 kg d'isotope nécessiterait une multiplication par 10 du diamètre du détecteur, ce qui est impossible dans les laboratoires souterrains actuels. La géométrie sera donc fondamentalement modifiée en passant d'une géométrie cylindrique à une géométrie plane (figure 2.2.1). Le détecteur complet sera composé de plusieurs modules autonomes d'environ 2×6 m sur 4 m de haut. Chaque module est constitué d'une feuille source en son centre (40 mg.cm^{-2}). De part et d'autre de la source sont installés deux sous-modules contenant le trajectographe suivis de deux sous-modules supportant les compteurs à scintillations des murs principaux du calorimètre. Des scintillateurs sur les cotés du trajectographe permettront également de mesurer l'énergie des électrons et de détecter les rayonnements gamma. Les scintillateurs disposés en haut et en bas du trajectographe, appelés calorimètres veto, sont exclusivement dédiés à la détection des rayonnements gamma.

Ces modules pourront être construits, fonctionnels et éventuellement modifiés indépendamment.

2.2.2 Le calorimètre

Le calorimètre constitue une partie essentielle du détecteur et a fait l'objet de recherches et de développements (R&D) importants, notamment dans le cadre de cette thèse, dont les objectifs sont :

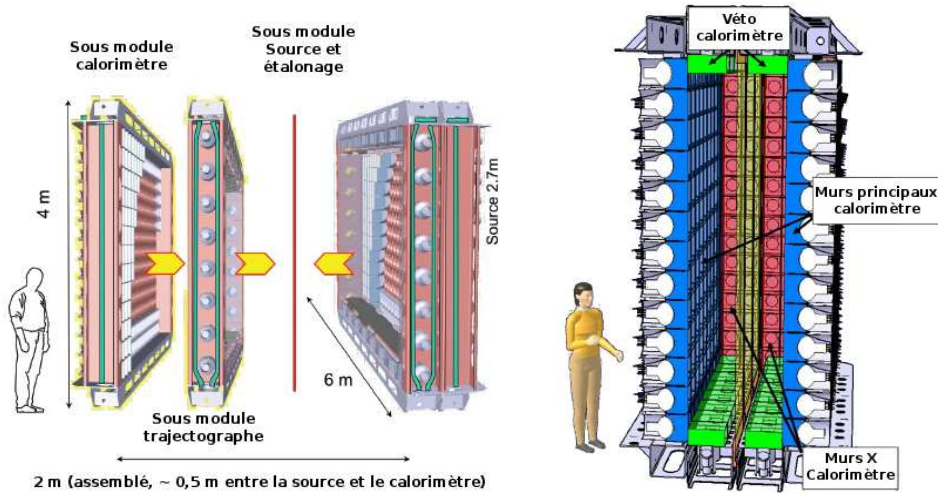


FIGURE 2.2.1: Vue éclatée de la géométrie préliminaire d'un module SuperNEMO (gauche) et détail d'un module assemblé (droite).

- une résolution en énergie de 4 % FWHM pour des électrons de 3 MeV (8 % pour 1 MeV) ;
- un suivi du gain des compteurs à scintillations à mieux de 1 % ;
- une résolution temporelle de 250 ps à 1 MeV ;
- une linéarité déviante à moins de 1 % jusqu'à 3 MeV.

L'étude de l'amélioration de la résolution en énergie du calorimètre [76] afin d'atteindre une résolution de 8% FWHM a porté sur la nature et la géométrie du scintillateur, la suppression du guide de lumière et l'amélioration des photomultiplicateurs (résolution en énergie, dimension et radio-pureté). L'optimum a été obtenu pour des PM Hamamatsu 8 pouces couplés directement à des scintillateurs poly-vinyl-toluène EJ-204 [77] de forme cubique (figure 2.2.2).

Les PM utilisés dans SuperNEMO sont différents de NEMO3. Cependant on peut s'attendre à observer un effet de l'évolution du gain en fonction de la longueur d'onde similaire à ce qui a été observé dans NEMO3 et qui est étudié en section 3.3.

Les autres caractéristiques, telles que la résolution temporelle et la linéarité des PM 8 pouces, sont étudiées en sections 3.3.2 et 3.6.10.

2.2.3 Étalonnage du détecteur

Le détecteur SuperNEMO aura, à l'instar de NEMO3, un étalonnage absolu et un étalonnage relatif :

L'étalonnage absolu sera similaire à celui de NEMO3. Il sera basé sur des prises de données régulières avec des sources de ^{207}Bi . Ces sources, suspendues à un câble, seront

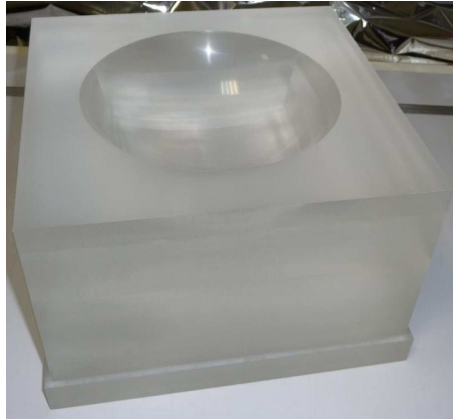


FIGURE 2.2.2: Photographie d'un scintillateur cubique utilisé pour les murs latéraux de SuperNEMO.

introduites au niveau des feuilles sources. Elles seront montées et descendues par un système automatique motorisé.

L'étalonnage relatif sera lui aussi similaire à celui de NEMO3, à la différence que la source de lumière conduite jusqu'aux PM ne proviendra pas d'un laser, mais de diodes électro-luminescentes (figure 2.2.3).

En effet, malgré les nombreuses améliorations apportées au système laser de NEMO3 depuis NEMO2 (photodiode, filtres...), l'étalonnage ne s'est pas avéré satisfaisant et présente de nombreuses erreurs systématiques présentées en section 2.1.8 et étudiées dans le chapitre 3. Le système proposé aura l'avantage d'apporter plus de stabilité, nécessite un montage optique simple ne demandant que peu de maintenance et la longueur d'onde envoyée, dépendante uniquement du type de DEL utilisé, est facilement ajustable et modifiable.

Le banc de DEL utilisé pour les études d'erreurs systématiques sur les PM de NEMO3 (section 3.3.3) peut être également utilisé pour les études des PM SuperNEMO, en particulier les mesures de résolution en temps.

2.2.4 Le démonstrateur

Le démonstrateur est constitué du premier module de SuperNEMO. Il est actuellement en construction au LSM et la prise de données débutera en 2014. L'un des buts de ce démonstrateur est de prouver qu'il est possible de réduire totalement le bruit de fond, ce qui nécessite une densité de radon dans la chambre à fils inférieure à 0.15 mBq/m^3 et une contamination des sources en ^{208}Tl inférieure à $2 \mu\text{Bq/kg}$ et en ^{214}Bi inférieure à $10 \mu\text{Bq/kg}$. Grâce à ce niveau de contamination, l'objectif est d'atteindre zéro bruit de fond pour 7 kg et 2,5 ans de prise de données. La sensibilité finale du démonstrateur sur

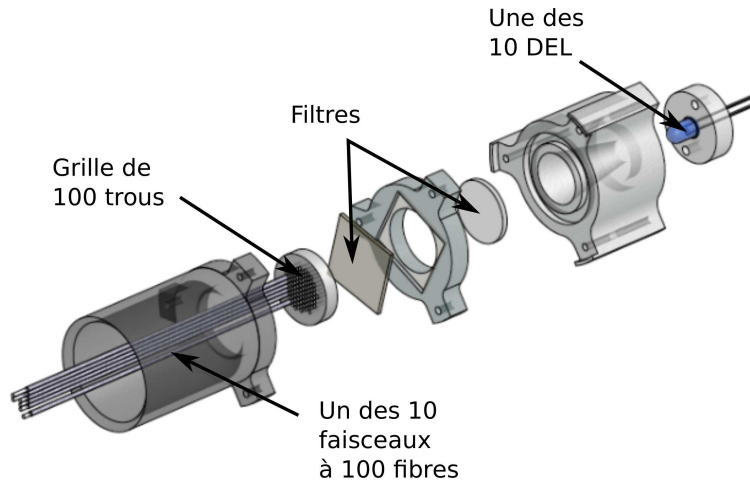


FIGURE 2.2.3: Schéma du montage de la source de lumière de l'étalonnage relatif. Les fibres conduisent la lumière à l'arrière des blocs de scintillation de manière similaire à NEMO3.

le temps de demi-vie et sur la masse effective du neutrino sera alors de $T_{1/2} > 6,6 \times 10^{24}$ années et $\langle m\nu \rangle < [0, 2; 0, 4]$ eV.

2.3 Le Laboratoire souterrain de Modane

La double désintégration bêta avec émission de neutrinos est une désintégration de l'ordre du MeV ayant un temps de demi-vie très long. Si son existence est avérée, le temps de demi-vie de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos serait plus long de plusieurs ordres de grandeurs. L'un des défis majeurs de NEMO3 est une réduction drastique du bruit de fond. Le site d'installation du détecteur est donc primordial car il déterminera l'intensité du bruit de fond externe. Le choix du Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) [78] permet de s'affranchir du bruit de fond lié au rayonnement cosmologique, principalement du flux de muons réduit à $4,2 \mu\text{m}^{-2} \text{ jour}^{-1}$. En effet, le laboratoire se trouve sous le mont du Fréjus sous 1700 m de roche (équivalent à 4800 m d'eau). Le flux de neutrons rapides (plus de 2 MeV), provenant de la roche, est lui aussi réduit par rapport à celui du niveau de la mer, passant de $10^{-3} \text{ neutron.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ à $4 \times 10^{-6} \text{ neutron.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [79, 80].

Toutefois le site présente un taux de radon plus élevé d'un ordre de grandeur par rapport à la surface, provenant notamment de l' ^{238}U présent dans la roche. Afin de s'en affranchir un maximum, la ventilation permet de renouveler 1,5 fois par jour le volume de l'air du laboratoire ($8750 \text{ m}^3\text{h}^{-1}$) avec de l'air prélevé à 2000 m d'altitude. L'activité en radon du laboratoire passe alors de 150 Bq/m^3 à 15 Bq/m^3 .

Afin de réduire plus encore le taux de radon dans le détecteur, dû aux fuites entre les secteurs et le dégazage de certains de ses composants, une tente anti-radon a été mise en

place, décrite en section [2.1.5](#).

Chapitre 3

Caractérisation de photomultiplicateurs : le banc de diodes électroluminescentes

On fait la science avec des faits, comme on fait une maison avec des pierres : mais une accumulation de faits n'est pas plus une science qu'un tas de pierres n'est une maison.

Henri Poincaré

Sommaire

3.1	Contexte et motivations	68
3.2	Montage expérimental	69
3.3	Mesure de l'évolution de la correction du gain dans le temps en fonction de la longueur d'onde	83
3.4	Mesure de la variation de gain en fonction de la longueur d'onde et de la température	89
3.5	Mesure du temps de réponse des photomultiplicateurs de SuperNEMO avec le banc DEL	90
3.6	Mesure de linéarité à haute énergie	96

Introduction

LA RÉOLUTION EN ÉNERGIE des détecteurs de désintégration double bêta doit à la fois être précise et fiable dans le temps afin de permettre une bonne discrimination

entre les processus $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$. Ce chapitre présentera certains effets observés dans le suivi du gain du calorimètre de NEMO3 et les hypothèses soulevées afin de les expliquer. Dans le but de les étudier, un banc de lumière a été développé et utilisé dans le cadre de ce travail. Des conclusions ont pu être émises et des perspectives ont été ouvertes pour le développement de SuperNEMO.

3.1 Contexte et motivations

Le bruit de fond ultime pour la mesure de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos est la désintégration double bêta avec émission de neutrinos à cause de la résolution en énergie. En effet, le signal attendu dans la distribution de la somme d'énergie des deux électrons est en théorie un pic à la valeur de l'énergie de transition pour la désintégration $\beta\beta 0\nu$. Expérimentalement, ce pic est convolué avec la résolution en énergie du détecteur, ce qui peut entraîner un recouvrement partiel avec la queue de la distribution de la désintégration $\beta\beta 2\nu$. Dans NEMO3 et SuperNEMO, le signal est attendu dans une fenêtre en énergie de l'ordre, respectivement, de 240 keV et 120 keV. Cela nécessite un bon suivi des étalonnages en énergie et une maîtrise des erreurs systématiques, pour assurer une erreur totale inférieure à 2 % sur l'ensemble de la prise de données.

L'expérience NEMO3 utilise des compteurs à scintillations associant des scintillateurs plastiques et des PM pour le calorimètre (section 2.1.4). Or ces photomultiplicateurs (PM) sont utilisés dans des conditions de très faible comptage sur de très longues durées, conditions dans lesquelles leur comportement est mal connu.

Cela implique un étalonnage à la fois régulier et fiable, dans le cas de NEMO3, décrit en 2.1.8, pouvant être résumé en deux parties :

- un étalonnage absolu, mensuel et basé sur des sources de ^{207}Bi ;
- un étalonnage relatif, quotidien et basé sur un laser de longueur d'onde de 380 nm.

Durant le calcul des coefficients de correction en énergie des PM, une divergence importante de variation de gain entre l'étalonnage relatif et l'étalonnage absolu a été mesurée sur certains PM (section 2.1.8).

Afin d'expliquer les désaccords entre ces deux types d'étalonnages, plusieurs hypothèses ont été avancées : système laser, fibres optiques... Mais après contrôle et révision des protocoles, aucune explication satisfaisante n'a été trouvée.

Une autre hypothèse, étudiée dans le cadre de ce travail, est celle d'une origine intrinsèque au photomultiplicateur : une dépendance de la variation du gain en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente avec la photocathode du PM. En effet, même si la lumière du laser interagit dans un scintillateur avant d'être acheminée aux PM (figure 2.1.14), son spectre moyen est altéré par rapport à un spectre de scintillation du calorimètre. Différentes hypothèses sont envisageables :

- une partie de la lumière provenant du laser n'est pas convertie ;
- le point d'impact de la lumière laser peut varier d'une impulsion à l'autre (modifiant la lumière transmise) ;
- une variation dans le temps du spectre d'émission du laser ;

- une modification du spectre lumineux lors de son transport dans les fibres optiques éventuellement due à :
 - la courbure des fibres,
 - leur dégradation mécanique (endommagée durant le montage du détecteur),
 - les contacts fibres-atténuateurs et fibres-scintillateurs.

Lors du démontage de NEMO3 en janvier 2011, il a été constaté que la partie dénudée de certaines fibres optiques à l'arrivée du calorimètre était exposée. Il est donc possible que certains PM aient été faiblement exposés à la lumière ambiante, insuffisamment pour altérer le bon fonctionnement du détecteur, mais suffisamment pour provoquer un décalage systématique mais non constant de la longueur d'onde reçue durant les différents étalonnages.

Afin d'étudier l'effet de la longueur d'onde sur le suivi de la stabilité de l'étalonnage en énergie, un montage, qu'on appellera banc de diodes électroluminescentes ou banc DEL, a été conçu et mis en place au CENBG. Il permet de mesurer le gain d'un photomultiplicateur et l'évolution de sa correction dans le temps pour une lumière incidente filtrée à différentes longueurs d'ondes. Cette mesure est accompagnée d'un étalonnage continu basé sur du ^{207}Bi . Ce banc de test a été conçu afin de se rapprocher le plus possible des conditions réelles de NEMO3.

3.2 Montage expérimental

3.2.1 Principe

Le premier composant du banc DEL, après le PC de contrôle, est le flasher. Il fournit les impulsions de tension prédéfinie à une des quatre DEL. L'émission lumineuse de ces DEL parcourt ensuite deux circuits : le premier atteint directement le PM1, dit de référence, le second traverse des filtres optiques à 414, 420, 440 nm ou 460 nm (ou des diaphragmes selon la mesure) avant d'atteindre le PM2, dit de test.

Les impulsions électriques du flasher ont été étalonnées afin que les DEL donnent des impulsions lumineuses aux caractéristiques moyennes (temps de montée et de descente et largeur) proches du rayonnement de scintillation déclenché par un électron incident dans les scintillateurs de NEMO3.

La lumière est acheminée à l'aide de fibres optiques semblables à celle de NEMO3 et du démonstrateur de SuperNEMO. Pour chaque impulsion et chaque filtre, les deux PM, de référence et de test, reçoivent la lumière provenant de la même DEL. Il est ainsi possible de mesurer et corriger les variations d'intensité lumineuse de la DEL. Ce montage permet aussi de caractériser les temps de réponse des PM en fournissant un signal de départ avec le PM de test et un signal d'arrêt avec le PM de référence.

L'une des deux fibres optiques insérées dans chaque boîtier de DEL est ajustable afin de pouvoir aligner l'intensité lumineuse du PM de test sur le PM de référence.

Une carte électronique (MATACQ32) offre un pré-traitement des données et les numérise à 1 GHz ou 2 GHz d'échantillonnage. Un ordinateur réceptionne alors le signal des

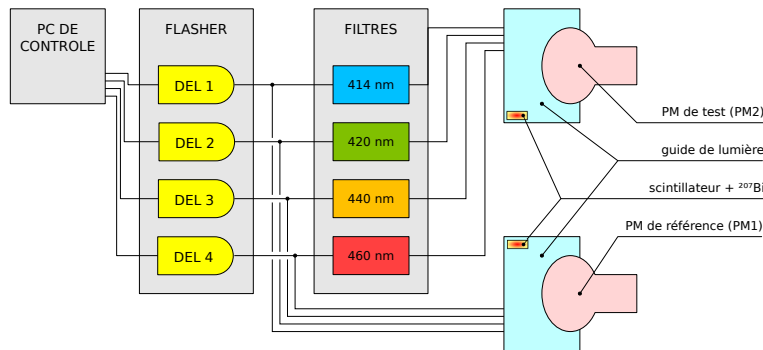


FIGURE 3.2.1: Schéma du montage du banc DEL. Le PC de contrôle fournit le signal numérique au flasher, qui fournit une impulsion électrique aux DEL. La lumière émise par ces dernières est transmise à l'aide de fibres optiques vers les filtres puis au PM de test et directement au PM de référence. La source de ^{207}Bi permet l'étalonnage.

deux photomultiplicateurs et les enregistre dans un format de données compressé. Afin d'assurer une acquisition fréquente et régulière, cet ordinateur peut aussi assurer la mise sous tension des DEL ainsi qu'une acquisition quotidienne et totalement automatisée. Un second PC assure l'analyse des données et la mise en forme des résultats.

3.2.2 Développement, test et choix des composants

Le choix final est un montage basé sur des DEL, plutôt qu'un montage laser semblable à celui de NEMO3, pour les raisons techniques suivantes :

- mécanique simple (pas de système filtrant rotatif motorisé) ;
- réglage d'intensité par la tension appliquée (pas d'optique, pas d'atténuateur) ;
- sécurité et règles de manipulation moins complexes ;
- reproductibilité et modularité (plusieurs DEL peuvent être facilement mises en parallèle) ;
- coûts de construction, de fonctionnement et d'entretien réduits.

Par ailleurs, il est à noter qu'un système de DEL similaire a été choisi pour l'étalonnage relatif du démonstrateur de SuperNEMO. Cette sous-section présentera le développement et la sélection de chaque composant essentiel du montage du banc DEL.

Le flasher. La difficulté principale est de reproduire des caractéristiques identiques à la lumière de scintillation à partir de la lumière de DEL. Plusieurs montages étaient possibles : un montage basé sur des transistors à avalanche, un montage basé sur des transistors du type Darlington et le montage dit de Kaputinsky [81]. La solution retenue est le circuit de Kaputinsky car il s'agit de la plus compacte, la plus simple et la moins coûteuse. Ce circuit est représenté par la figure 3.2.2. Il permet, contrairement aux autres solutions, de définir la tension d'entrée V_{cc} , ajustant ainsi linéairement l'énergie délivrée à

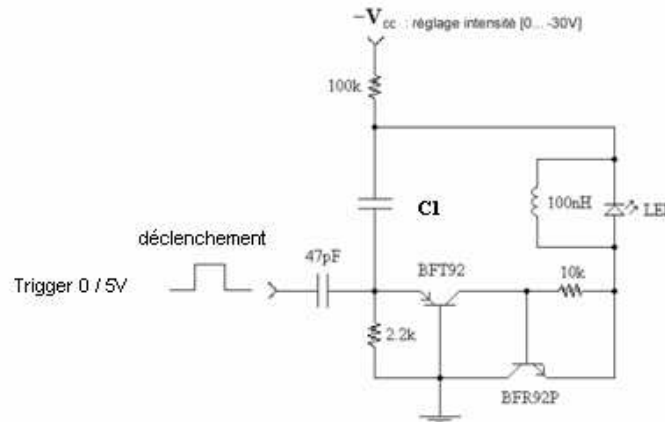


FIGURE 3.2.2: Schéma de montage du circuit de Kaputinsky. La tension V_{cc} permet d'ajuster l'intensité de l'impulsion, le condensateur $C1$ son temps de montée et de descente.

la DEL. Les limites d'intensité de lumière émise ne dépendent alors que des spécifications des DEL.

La capacité $C1$ constitue la partie ajustable du circuit, elle définit à la fois la gamme d'intensité (qui doit être équivalente à la réponse d'un scintillateur pour un électron de quelques centaines de keV à plusieurs MeV), mais elle définit aussi le temps de montée et de descente (qui doit correspondre à celui du signal attendu pour un scintillateur). La figure 3.2.3 montre que le choix de $C1=200$ pf permet un bon accord entre les réponses d'un PM de NEMO3 pour les impulsions lumineuses provenant des DEL du banc et de la scintillation pour un électron incident de 975 keV.

L'utilisation de ce circuit permet de réaliser des tests préliminaires de linéarité (sous section 3.6.2) en faisant varier la tension V_{cc} aux bornes du circuit de Kaputinsky, directement proportionnelle à l'intensité lumineuse (figure 3.2.4).

Les filtres. Les filtres en longueur d'onde choisis sont des filtres par interférences, dit interféromètres de Fabry-Perot. Leur fonctionnement est développé en annexe A. Le montage du banc DEL utilise quatre filtres passe-bande de longueur d'onde 413,8 nm, 420,0 nm, 440,2 nm et 460,7 nm de largeur à mi-hauteur de 3 nm.

Les diodes électroluminescentes. Le choix des diodes est primordial car couplées avec le flasher, elles doivent à la fois donner une réponse temporelle satisfaisante et avoir une longueur d'onde d'émission recouvrant la longueur d'onde passante des filtres. Le choix s'est tout d'abord porté sur une DEL à spectre d'émission large, similaire à celui de l'émission d'un scintillateur plastique. Seulement, des tests sur ces DEL ont montré une réponse temporelle dépendante de la tension V_{cc} . Cela est attribué à la composition des DEL polychromatiques. L'une de ces DEL testées est la Kingbright 53-MBC [82]. Afin d'élargir son spectre d'émission, elle est composée d'une combinaison de carbure

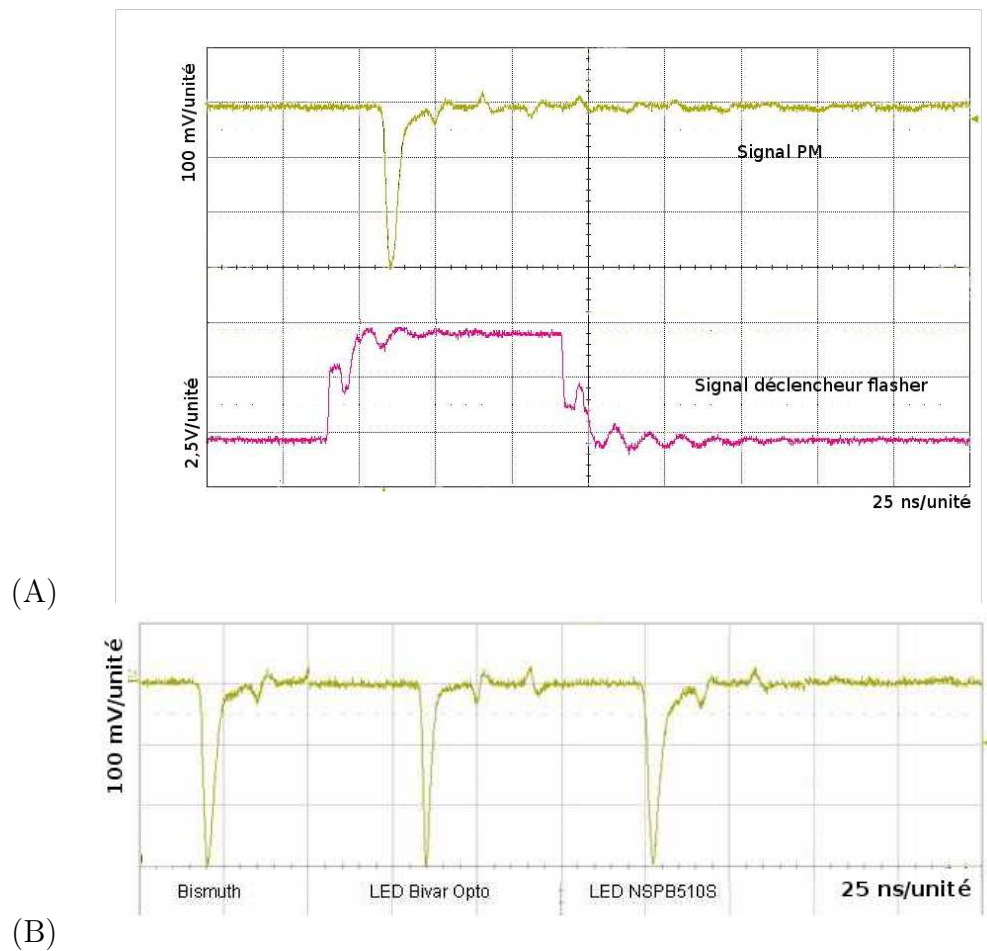


FIGURE 3.2.3: Impulsions lumineuses provenant du montage DEL basé sur le montage de Kaputinsky et une capacité C1 de 200 pf mesurée avec un photomultiplicateur (A). Comparaison des impulsions lumineuses provenant du banc DEL avec le signal provenant de la lumière de scintillation d'un électron de conversion du ^{207}Bi de 975 keV (B).

Vcc (V)	Charge (mV.ns)
5,4	315
5,9	610
6,8	1 400
7,7	2 600
10,5	6 000

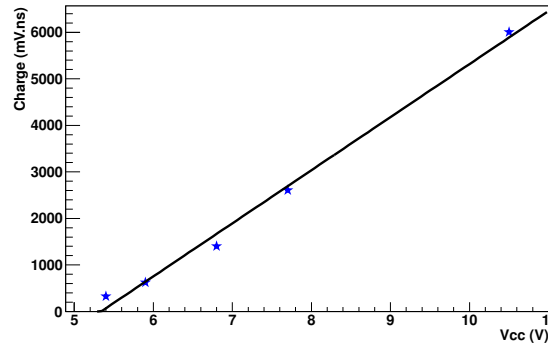


FIGURE 3.2.4: Réponse en amplitude d'un photomultiplicateur pour différentes tensions Vcc (haut) et représentation graphique avec ajustement affine (bas).

Référence	Filtre attribué	Longueur d'onde dominante	semi-conducteur
Bivar 3-UV-400-30	414 nm	400	InGaN
Bivar 3-UV-400-30	420 nm	400	InGaN
Nichia NSPB500S	440 nm	460	InGaN
Nichia NSPB510S	460 nm	460	InGaN

TABLE 3.2.1: Références et longueurs d'onde filtrées et non filtrées des DEL sélectionnées.

de silicium (émission de 450 nm à 500 nm) et de nitrure de gallium (émission de 500 nm à 570 nm). Or ces deux semi-conducteurs ont des tensions maximales et minimales différentes, ce qui impose un régime de fonctionnement plus restreint, donc une gamme d'intensité moins large. La figure 3.2.5 illustre l'exemple donné. Il s'agit du signal mesuré aux bornes d'un PM 3 pouces avec le circuit de Kapustinsky. Dans ce montage, la tension Vcc soumise aux DEL doit être élevée afin que le signal ait une amplitude équivalente à la mesure d'un électron de plus de 1 MeV avec un scintillateur. À la suite de tests, les DEL de type polychromatique sont éliminées et des DEL monochromatiques seront utilisées.

Après des tests d'intensité, de spectre filtré et de temps de réponse, il s'est avéré que le semi-conducteur le plus approprié est le nitrure de Gallium-Indium. Trois DEL de ce type ont donc été sélectionnées. Le tableau 3.2.1 liste les références et propriétés constructeur des DEL choisies, la figure 3.2.6 représente le spectre d'émission de ces DEL, avec et sans filtre, mesuré au spectromètre.

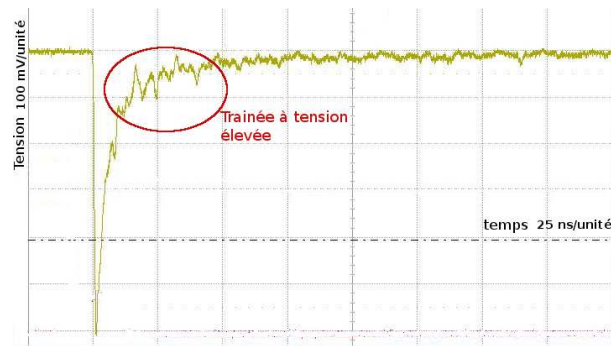


FIGURE 3.2.5: Montage de la DEL kingbright sur montage de Kaputinsky avec une tension V_{cc} élevée (intensité lumineuse équivalente à la mesure d'un électron de 2 MeV avec un scintillateur). On observe l'apparition d'une traînée, déformant le signal et pouvant générer une erreur systématique.

Le montage final de ces DEL est réalisé dans des petits boîtiers en métal, hermétiques à la lumière, pouvant accueillir une fibre après le filtre et une fibre ajustable arrivant sur le coté de la DEL. Ce montage est représenté en figure 3.2.7.

3.2.3 Montage pour les photomultiplicateurs de NEMO3

Afin de s'approcher le plus possible des conditions de NEMO3, les PM de référence de l'expérience ont été utilisés. Deux PM Hamamatsu de 3 pouces et 5 pouces (respectivement R6591 et R6594), chacun enfermé dans une boîte noire, sont collés à un double guide de lumière (afin de respecter la géométrie scintillateur/guide de lumière du calorimètre de NEMO3). Un petit scintillateur plastique contenant une source de ^{207}Bi permet d'obtenir un étalonnage absolu semblable à celui de NEMO3. La taille réduite de ce scintillateur plastique (environ 1 cm^3) permet de limiter le nombre de coups dus au bruit de fond, provoqués principalement par des photons de basse énergie venant de la radioactivité naturelle (principalement des désintégrations du ^{40}K).

3.2.4 Montage pour les photomultiplicateurs du démonstrateur de SuperNEMO

Dans le cas de SuperNEMO et de son démonstrateur, il n'existe pas encore de boîte noire pour des PM de références. De plus la taille des nouveaux PM (8 pouces) ne permet pas d'utiliser les boîtes noires des PM de références de NEMO3. Pour ces PM, le spectromètre du CENBG et sa boîte noire, décrit dans cette sous-section, seront donc utilisés.

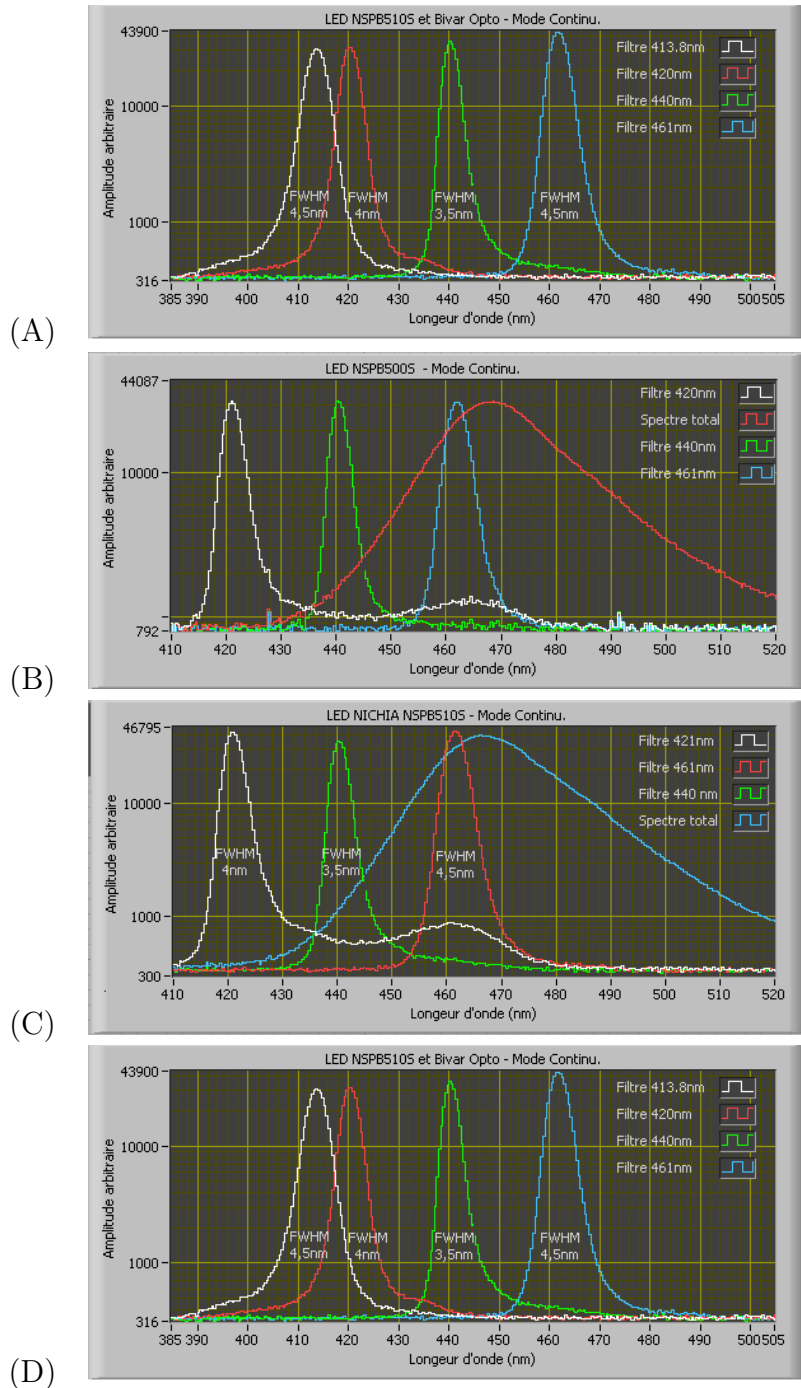


FIGURE 3.2.6: Spectrométrie du signal lumineux émis par les DEL en mode continu avec et sans filtre en longueur d'onde :

- (A) Bivar Opto et filtres à 414 et 420 nm (aucun signal n'est observé pour les filtres à 440 nm et 460 nm) ;
- (B) Nichia SP8500S et filtres à 420, 440 et 460 nm (aucun signal n'est observé pour les filtres à 414 nm) ;
- (C) Nichia SP8510S et filtres à 420, 440 et 460 nm (aucun signal n'est observé pour les filtres à 414 nm) ;
- (C) Sélection de combinaison de filtres en longueur d'onde et DEL finale.

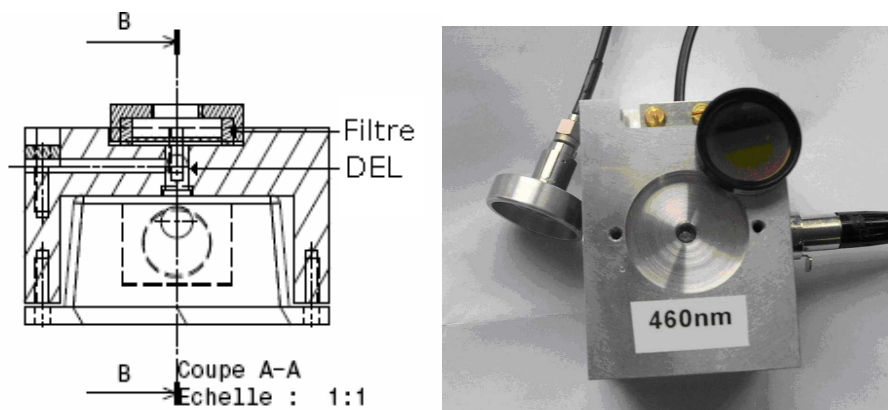


FIGURE 3.2.7: Coupe (gauche) et photographie (droite) du montage accueillant les DEL et les filtres.

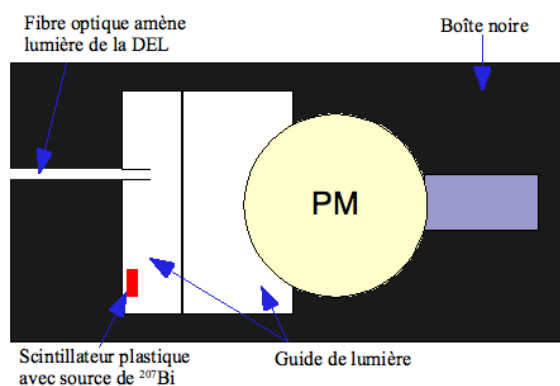


FIGURE 3.2.8: Montage du PM trois et cinq pouces de référence de NEMO3 dans leur boîte noire.

Le spectromètre à électrons Afin de caractériser les photomultiplicateurs et les scintillateurs de NEMO3 ainsi que ceux destinés au démonstrateur de SuperNEMO, un spectromètre à électrons a été développé à Strasbourg (IPHC), puis complété au CENBG par une boîte noire, un système de scanning et un système de gestion automatique des prises de données. Ce spectromètre offre une gamme d'énergie de quelques centaines de keV à deux MeV. Les améliorations ont été conçues puis construites avec le soutien des services mécanique, électronique, informatique et instrumentation du laboratoire. Le spectromètre à électrons a été notamment utilisé pour le développement d'un calorimètre de résolution en énergie de 8 % de largeur à mi-hauteur à 1 MeV pour SuperNEMO [76].

Le principe de fonctionnement du spectromètre à électrons consiste en l'utilisation d'une source radioactive émettrice d'électrons par désintégration β^- . Un faisceau d'électrons monoénergétique en est extrait à l'aide d'un champ magnétique. Le spectro-

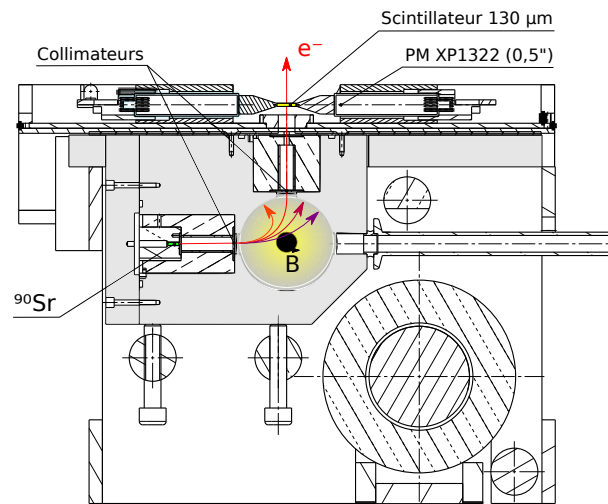


FIGURE 3.2.9: Structure interne du spectromètre à électrons du CENBG.

mètre à électrons du CENBG est schématisé en figure 3.2.9. La source radioactive est une source de ^{90}Sr . Cet isotope décroît par radioactivité bêta ($Q_{\beta}=546$ keV) vers le ^{90}Y , émetteur bêta avec une énergie de transition de 2280 keV. Les électrons émis sont collimatés une première fois avant d'entrer dans une cavité, où une bobine génère un champ magnétique. La trajectoire de ces électrons y est courbée en fonction de leur énergie. Un second collimateur permet d'en sélectionner un faisceau monoénergétique avec une largeur de l'ordre du pourcent et une énergie comprise entre 400 keV et 2 MeV. L'intensité du faisceau varie en fonction de l'énergie, du fait du spectre en énergie des électrons émis. Ce faisceau entre ensuite dans la boîte noire contenant le scintillateur et le PM testé. Un scintillateur de $130\ \mu\text{m}$ couplé à une paire de PM permet de compter l'arrivée des électrons, et d'obtenir un déclenchement externe. Ce mécanisme est appelé déclenchement ΔE et permet d'exclure la quasi totalité du bruit de fond lié à la radioactivité naturelle et au Bremsstrahlung des électrons dans le spectromètre.

L'installation du spectromètre à électrons du CENBG va donc être utilisée pour l'étalonnage en énergie à 1 MeV. Un couple scintillateur/PM 8 pouces est installé dans la boîte noire surmontant le spectromètre. Une fibre optique conduit les impulsions des DEL vers le scintillateur.

La figure 3.2.10 représente la charge mesurée avec un PM 8 pouces pour des électrons de différentes énergies venant du spectromètre. Chaque acquisition ayant duré 10 minutes, le nombre d'événements par gamme d'énergie est proportionnel au spectre d'émission β^{-} du ^{90}Y .

3.2.5 Étalonnage en énergie

Dans le cas des PM de NEMO3 Afin d'étalonner en énergie le dispositif de la manière la plus proche possible de l'expérience NEMO3, une source de ^{207}Bi est déposée sur un petit

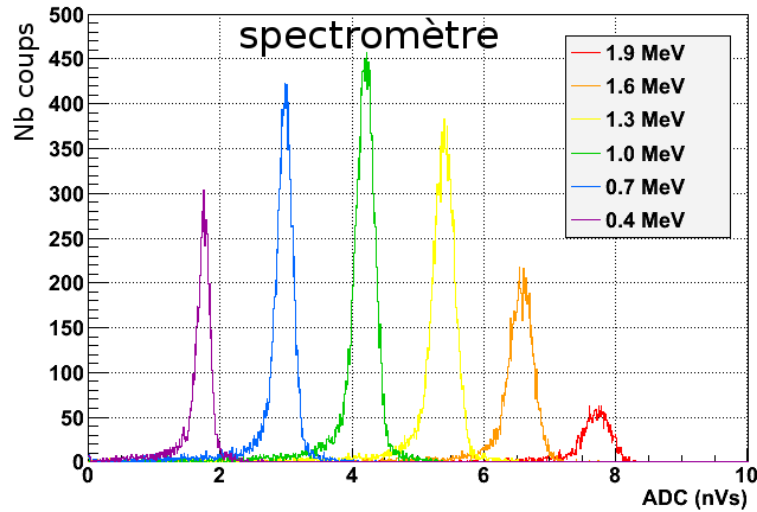


FIGURE 3.2.10: Charge mesurée par un PM 8 pouces pour différentes gammes d'énergie du spectromètre à électrons.

Électrons	Énergie (keV)	Intensité	Dose (MeV/Bq-s)
Auger L	7.97	54.4 %	0.00433
Auger K	56.7	2.9 %	0.00162
CE K	481.69	1.515 %	0.00730
CE K	975.65	7.03%	0.0686
CE L	1047.80	1.84 %	0.0193
CE M	1059.81	0.54 %	0.0058

TABLE 3.2.2: Conversions internes principales du ^{207}Bi (plus de 0,5 % de l'émission totale).

scintillateur plastique d'un centimètre cube. La taille de ce scintillateur permet d'avoir un spectre en énergie composé presque entièrement d'électrons de conversion interne du ^{207}Bi (figure 3.2.11). Les rayonnements gamma de la source ne représentent un bruit de fond significatif que pour les énergies inférieures à 500 keV. Le tableau 3.2.5 donne l'énergie des principaux électrons de conversions émis par le ^{207}Pb , noyau fils du ^{207}Bi .

Un ajustement prenant en compte toutes les conversions internes permet d'extraire l'équivalence des charges mesurées par les PM et l'énergie réelle de ces électrons (dit équivalent charge/énergie, représenté en figure 3.2.11 pour les PM 3 et 5 pouces). Cet ajustement consiste en une somme de distributions gaussiennes correspondant à chaque électron de conversion, dont l'énergie et le rapport de branchement sont donnés en tableau 3.2.5, et d'une composante exponentielle pour prendre en compte le bruit de fond. Le désaccord à basse énergie correspond aux rayonnements gamma de basse énergie de la source et de la radioactivité naturelle.

Une fois l'équivalence charge/énergie connue, un processus automatique de recherche

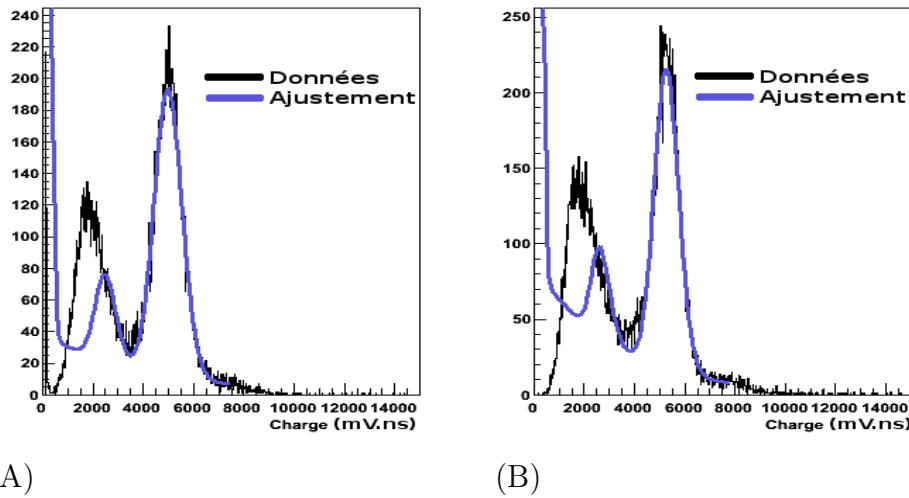


FIGURE 3.2.11: Ajustement d’une fonction comprenant tous les électrons de conversion du ^{207}Bi avec un modèle de bruit de fond à décroissance exponentielle pour les PM 3 pouces (A) et 5 pouces (B). La partie non ajustée à basse énergie correspond au bruit de fond par effet Compton (principalement dû au ^{40}K).

par dichotomies successives permet d’ajuster la tension soumise aux DEL afin d’émettre une quantité de lumière équivalente à la lumière de scintillation créée par un électron incident de 1 MeV.

Dans le cas de SuperNEMO. La méthode d’étalonnage des PM 8 pouces de SuperNemo utilisée est différente de la méthode d’étalonnage des PM 3 et 5 pouces. Une source externe au scintillateur de ^{207}Bi a bien été testée, mais les règles de radioprotection imposent une activité trop faible dans le cadre d’une manipulation simple. De plus, la grande taille des scintillateurs utilisés pour les PM 8 pouces entraîne un mauvais rapport signal sur bruit. Le spectromètre à électrons du CENBG, décrit en 3.2.4, a donc été utilisé. La figure 3.2.12 donne le spectre obtenu à 1 MeV avec et sans déclencheur deltaE. Le déclencheur deltaE supprime quasiment totalement le bruit de fond de basse énergie dû au rayonnement gamma de la radioactivité naturelle et du Bremsstrahlung des électrons dans le spectromètre, ce qui améliore la qualité de la mesure.

On observe par ailleurs une légère asymétrie à gauche du spectre avec deltaE due à la légère perte d’énergie des électrons dans les scintillateurs de $130\ \mu\text{m}$ du déclencheur deltaE. L’ajustement de ce spectre peut se faire soit en utilisant une fonction de Landau pour tenir compte des pertes d’énergie ou avec une gaussienne partant d’environ un sigma pour le front montant et trois sigma pour le front descendant [76].

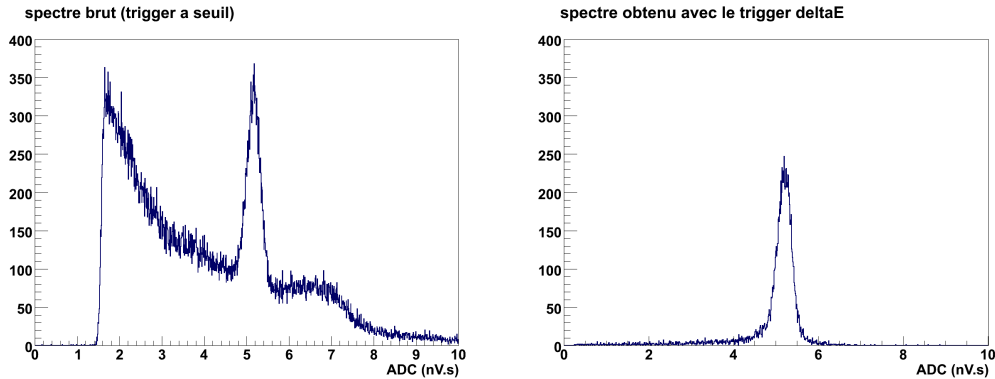


FIGURE 3.2.12: Spectre mesuré par un PM 8 pouces des électrons de 1 MeV, émis par le spectromètre à électrons, avec déclenchement par seuil (gauche) et avec le déclencheur externe deltaE (droite).

3.2.6 Acquisition et déclenchement

Carte d'acquisition MATAcq32. L'acquisition et la numérisation des signaux analogiques sortant des PM sont réalisées à l'aide de la carte d'acquisition MATAcq32 de format VME, développée par le CEA/DAPNIA et l'IN2P3/LAL. Elle propose deux échantillonnages : 1 GHz et 2 GHz tous deux sur 2520 points. Chaque échantillon (ADC pour Analogic to Digit Conversion) est stocké sur 12 bits avec une précision de $250 \mu\text{V}$ par canal. L'amplitude de numérisation a donc un maximum et un minimum de 1024 mV et -1024 mV. La carte dispose de quatre voies d'entrée.

La MATAcq32 propose plusieurs modes de déclenchement. Les deux modes utilisés dans le cadre de ce travail sont le déclenchement par franchissement de seuil, couplé avec le déclenchement deltaE ou non. Le format VME de cette carte permet une connexion directe sur un PC de type Universal Serial Bus (USB), couplée à un programme d'acquisition.

Dans NEMO3, le déclenchement d'un PM du calorimètre se réalise à chaque fois que l'impulsion mesurée dépasse un seuil fixé à 30 keV. Ce sera aussi le cas dans SuperNEMO. La carte MATAcq32 est donc configurée dans le mode de déclenchement par seuil pour l'acquisition des signaux DEL et pour l'étalonnage ^{207}Bi . Pour les raisons décrites précédemment, les étalonnages faits à l'aide du spectromètre à électrons du CENBG utiliseront le déclenchement deltaE.

PC et programme d'acquisition. Le programme d'acquisition appelé bipoldas, permettant une acquisition via port USB, a été développé au LPC Caen. Il était tout d'abord destiné à l'analyse des données des détecteurs BiPo pour la mesure de la radiopureté en ^{214}Bi des feuilles sources de SuperNEMO [83, 84, 85]. Il utilise les mêmes principes et les mêmes paradigmes que les programmes d'analyse NEMO3 décrits en section 4.2, le plus

intéressant étant la sérialisation¹ des données de l'outil datatools. En effet ce genre d'expérience nécessite un stockage simple, rapide et facilement lisible ainsi que compressé afin d'économiser l'espace nécessaire. Datatools offre une solution clef en main remplissant tous ces critères.

Les informations numérisées provenant de la carte d'acquisition (valeurs de charge, temps, canaux, mode de déclenchement etc.) sont gérées sous la forme d'objets C++, qui sont enregistrés sous une forme brute compressée offerte par la sérialisation de datatools, provenant de la bibliothèque BOOST [86].

Les données acquises sont copiées vers une machine dédiée à l'analyse spécifique au banc DEL, développée en section 3.2.7.

3.2.7 Développement informatique appliqué à la physique

Pour faire fonctionner le banc DEL, j'ai créé et développé des outils informatiques. Ces programmes doivent être à la fois légers (peu gourmands en ressources et sans interface graphique) pour une commande à distance efficace, et optimisés pour les différentes analyses de données du banc DEL. Ce développement est aujourd'hui utilisé pour le banc DEL, mais aussi pour d'autres mesures au sein du groupe, notamment pour les études de radon.

Contrôle du banc DEL. L'interface entre l'entrée numérique de 5 V du circuit de Kaputinsky et le PC de contrôle est gérée par une carte d'entrées et sorties numériques National Instrument 5901. Cette carte est originellement compatible avec le programme LabView. Le service électronique du laboratoire a donc développé un système de contrôle des quatre blocs de DEL avec contrôle graphique. Bien que fonctionnel, LabView ne répond pas à une des contraintes fixées pour le contrôle du banc DEL : la légèreté. En effet, il nécessite une session graphique qui alourdit considérablement le temps d'exécution, notamment en session à distance. J'ai donc développé et mis en place un pilote alternatif en langage C. Ce pilote permet par simple ligne de commande d'activer et de contrôler les DEL, la fréquence de leurs impulsions (de 1 à 100 Hz) et la durée d'activation.

L'alimentation des DEL (V_{cc} dans le circuit de Kaputinsky, figure 3.2.2) est assurée par un module Agilent N6700B, pouvant fournir une tension continue de 0 à 50 V avec une précision de 0,05 % par volt. Ce module est d'origine contrôlable via protocole Ethernet, ce qui permet d'utiliser les bibliothèques standard du C. J'ai donc aussi développé un programme de contrôle de ce module, permettant de régler la tension V_{cc} par ligne de commande. Ce programme limite la tension à 15 V afin d'éviter qu'une erreur de manipulation ne détruise le montage.

Le programme d'acquisition, `bipo1das`, est lui aussi contrôlable par ligne de commande et sans session graphique. Les informations telles que la durée d'acquisition, le nom du fichier de données etc. sont ajustables via un fichier de configuration.

1. processus visant à coder l'état d'une information qui est en mémoire sous la forme d'une suite d'informations plus petite.

Ainsi le banc DEL a été conçu de manière à être totalement automatique et autorise un contrôle à distance via le protocole Secure SHell (ssh). Cette automatisation permet le lancement de séquences d’acquisition programmées à l’avance (configuration et lancement d’acquisition plusieurs fois par jour au moins, une par heure souhaitée). Les commandes sont écrites en Bourne-Again SHell (bash) et leur exécution récurrente est gérée par le gestionnaire de tâches crontab.

Analyse de données. Le gestionnaire de tâches est configuré de telle sorte que l’acquisition se réalise de manière quasi-continue. Cependant, une surcharge de calcul sur la machine d’acquisition influence la qualité des acquisitions. Les données sont donc acheminées via le protocole Secure CoPy (scp) sur une autre machine dédiée à l’analyse.

Le programme d’analyse développé hérite de bipoana, programme d’analyse des données du détecteur BiPo qui utilise les mêmes cartes électroniques. La gestion du format des fichiers bruts est donc commune avec le programme d’acquisition bipo1das. Ce programme est composé de deux parties. La première convertit le format de fichier brut vers un format compatible avec la bibliothèque d’analyse ROOT [87]. Pour chacune des voies actives de la carte d’acquisition MATAQ32, ce programme convertit les données de l’impulsion mesurée (variables de type réels codées sur 32 bits), sous forme d’un histogramme de 2520 points de deux octets chacun. Ces histogrammes sont ensuite stockés dans des listes appelées arbres, puis, si l’utilisateur le souhaite, sont enregistrés au format ROOT. Ces histogrammes peuvent aussi être directement analysés à la volée.

La seconde partie de ce programme réalise l’analyse finale. Il intègre les histogrammes contenant les impulsions afin d’en calculer les charges correspondantes et d’en déduire la distribution de la charge. Ces distributions sont traitées elles aussi sous la forme d’histogrammes, dont il existe deux types :

- en coïncidence avec au moins une autre voie (PM de référence et de test déclenchés simultanément par la lumière émise par la DEL) ;
- simple (une seule voie touchée, événement d’acquisition du bismuth ou bruit de fond).

Le seuil logiciel de déclenchement utilisé durant l’analyse est configurable, mais par défaut il correspond au seuil matériel de la MATAQ32 utilisé lors de l’acquisition.

La dernière étape est l’ajustement des distributions de charge. Un spectre d’émission des sources d’étalonnage ^{207}Bi sera toujours ajusté avec la méthode décrite en section 3.2.5, tandis que le spectre d’émission des DEL sera toujours ajusté par une fonction gaussienne. Le spectre mesuré provenant du spectromètre à électrons sera quant à lui ajusté à l’aide d’une fonction gaussienne, dont les limites sont définies en section 3.2.4.

3.3 Mesure de l'évolution de la correction du gain dans le temps en fonction de la longueur d'onde

Les étalonnages absolu et relatif de NEMO3 ont montré une divergence importante en gain, présentée en section 2.1.8. L'une des hypothèses soulevées pour expliquer cette observation est une dépendance de l'évolution du facteur de correction des PM avec la longueur d'onde. Le banc DEL est un montage dédié à la vérification de cette hypothèse.

3.3.1 Protocole d'acquisition

Les prises de données avec les quatre longueurs d'onde sont successives et ont une durée d'un quart d'heure chacune. Pour une longueur d'onde donnée, le temps entre deux mesures est au maximum de 45 minutes, ce qui permet de réduire les erreurs systématiques dues notamment aux variations de température de la salle dans la journée.

La tension initiale soumise à chaque DEL est préalablement étalonnée afin que la charge du signal de chaque DEL soit équivalente à celle du pic ^{207}Bi (environ 975 keV). Cette tension est conservée durant la totalité de la prise de données, réalisée sur une période de 3,5 mois. Cette durée est significativement supérieure à l'intervalle entre deux étalonnages absolus de NEMO3 (de l'ordre de 3 semaines).

3.3.2 Conditions et erreurs systématiques de la mesure

Évaluation du piédestal Le piédestal correspond à la valeur moyenne de l'amplitude du signal en l'absence d'impulsion physique (bruit électronique). Il doit être pris en compte pour l'étalonnage de la correspondance entre la charge des impulsions et leur énergie.

L'ajustement, par une fonction linéaire dans un intervalle de temps de plusieurs nano secondes précédant la montée de l'impulsion, permet d'extraire la valeur moyenne du piédestal avant la montée du signal venant du PM (figure 3.3.1). Ce piédestal sera par la suite soustrait sur la totalité du signal.

Impulsions DEL et bismuth Une caractéristique importante d'une impulsion est son temps de montée, qui doit être identique pour les impulsions DEL et bismuth. Afin de permettre une évaluation des différences entre un signal DEL (abrégé DEL) et un signal ^{207}Bi (abrégé Bi), le temps de montée a été caractérisé en évaluant la différence temporelle entre 10 % et 90 % de la valeur de tension minimale d'une impulsion DEL et Bi ayant la même charge (figure 3.3.2)

Les valeurs moyennes des temps de montée pour une acquisition d'environ 100 000 événements sont données dans le tableau 3.3.2.

Ces résultats sont dans la limite des erreurs systématiques de l'échantillonnage et confirment les données techniques fournies dans le cadre de la conception du banc. Les impulsions sont donc considérées comme ayant un comportement semblable, avec une erreur de 10 à 15 %. Afin de réduire cette erreur dans le cadre de mesures de temps

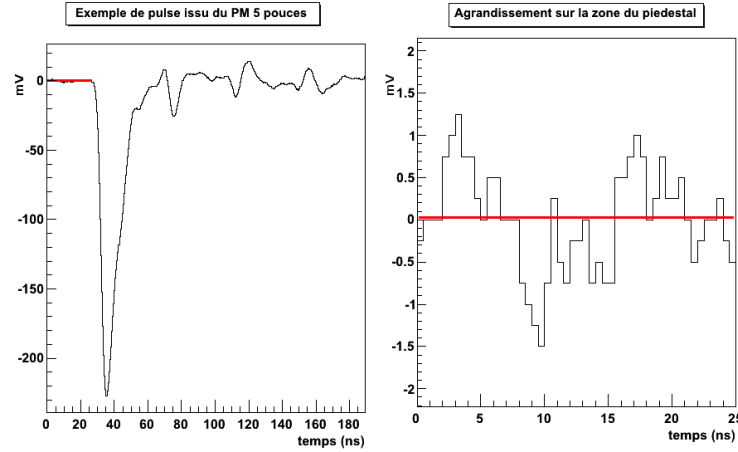


FIGURE 3.3.1: Représentation de l'évaluation du piédestal d'une impulsion mesurée par un PM 8 pouces et numérisée par la MATAQ32 de 0 à 200 ns (gauche) et de 0 à 25 ns (droite).

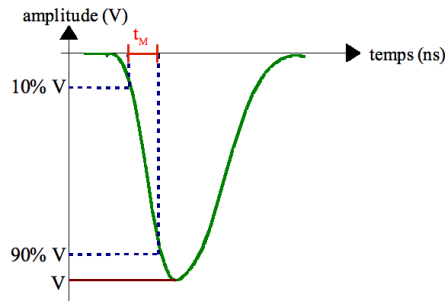


FIGURE 3.3.2: Représentation de l'évaluation du temps de montée t_M d'une impulsion définie par la différence temporelle entre 10 % et 90 % de la valeur de tension minimale d'une impulsion.

	Temps de montée impulsion DEL	Temps de montée impulsion Bi
PM 3"	5,9 ns	6,6 ns
PM5"	4,5 ns	5,9 ns

TABLE 3.3.1: Temps de montée mesuré pour les signaux DEL et les signaux bismuth.

de montée, l'amplitude du signal DEL sera contrainte. Pour cela, les impulsions DEL montrant une différence de temps de montée et d'amplitude avec les impulsions ^{207}Bi de plus de 5 % seront exclues de l'analyse.

Variations du gain corrigé des PM avec la température de la salle de mesure. Afin de déterminer qualitativement l'influence de la température de la salle sur les mesures du banc DEL, le climatiseur de la salle propre a été mis sur sa valeur minimale, puis sur sa valeur maximale sur deux jours. Cela offre une dynamique d'une dizaine de degrés, et a montré une variation du gain inférieur à 1 % après correction des effets de température sur les DEL (section 3.3.3). La température de la salle ne variant au maximum que d'un degré sur une journée d'été, ce premier résultat a été estimé satisfaisant pour la suite des mesures.

Une mesure avec une dynamique de température plus importante et ciblée sur le triplet scintillateur/guide de lumière/PM a été réalisée et sera développée en sous-section 3.4. Cette mesure confirmera l'impact faible de la température sur les gains relatifs à la longueur d'onde des PM.

Variations du gain corrigé des PM avec la haute tension des PM. Une autre origine possible d'erreur systématique est la variation de la haute tension des PM au cours du temps. Afin de mesurer son impact, des variations brusques de +100 V et -100 V des hautes tensions (variations bien supérieures à celles attendues) ont été appliquées durant la prise de données. La correction présentée dans l'équation 3.3.1 a été appliquée à chaque mesure. Le suivi de cette correction est représenté sur la figure 3.3.2.

Le résultat est une variation du gain des PM corrigée inférieure à 0,5 % à chaque changement de tension de 100 V. Il est donc établi que, grâce à l'étalonnage en énergie provenant du signal du ^{207}Bi , on s'affranchit des variations de hautes tensions des PM (quelques volts), dans le banc DEL, et à fortiori, dans NEMO3. De plus, l'étalonnage relatif permet d'observer ces variations et de supprimer les PM et les acquisitions durant lesquels un saut de gain serait observé (section 4.7.1).

La variation de plusieurs pourcents du gain corrigé du PM de test observé sur la figure 3.3.2 est donc décorrélée de la variation des hautes tensions. L'explication de ce résultat est donnée en section 3.3.3 sur une période de plusieurs mois.

Variations du gain corrigé des PM avec l'intensité des DEL Bien que l'intensité lumineuse des DEL soit étalonnée afin de correspondre à l'émission du pic d'émission du ^{207}Bi , celle-ci peut varier durant la durée totale des mesures. La tension Vcc a été périodiquement ajustée afin d'établir la dépendance des erreurs systématiques avec la variation d'intensité d'émission lumineuse des DEL. L'expérience a été menée pour les impulsions minimum et au maximum mesurables avec l'acquisition de la MATAQ32 pour mesurer les effets extrêmes. Le suivi de la correction donnée par l'équation 3.3.1 appliquée à chaque mesure est représenté par la figure 3.3.2 pour la DEL filtrée 414 nm.

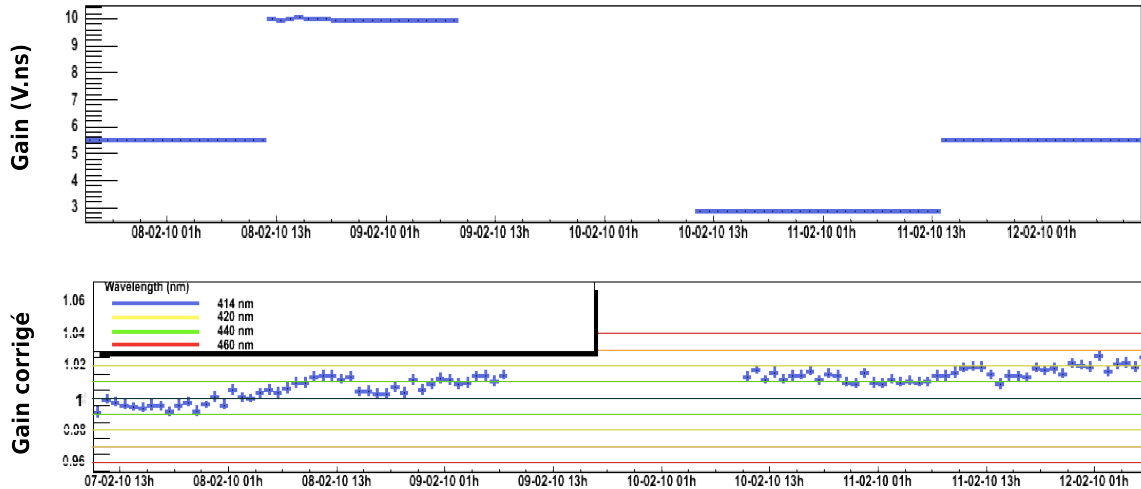


FIGURE 3.3.3: Impact de la variation de la haute tension des PM (± 100 V) sur le gain absolu du PM de test (haut) et des PM étalonnés et avec correction (bas) avec la DEL de 414 nm. La variation à chaque saut de tension est inférieure à 0,005 % par volt.

Ce résultat montre un effet lié à la variation d'intensité des DEL inférieure à 0,01 % par volt, dominé par l'erreur statistique.

3.3.3 Résultats sur une période de 4 mois

La méthode de correction du gain est similaire à celle utilisée dans NEMO3 :

$$ER = \frac{Bi_{PM}/LED_{PM}}{Bi_{ref}/LED_{ref}} \quad (3.3.1)$$

Où ER est l'étalonnage relatif entre le signal DEL et le signal bismuth des deux PM. Bi_{PM} et Bi_{ref} , DEL_{PM} et DEL_{ref} , sont respectivement les signaux bismuth et DEL mesurés par le PM testé et le PM de référence. Suite à l'ajustement de la quantité de lumière émise par les DEL à la valeur équivalente à celle du bismuth (975 keV), ce facteur ER , sans dimension, doit être très proche de 1. Par la suite la première mesure de ER est normalisée à 1.

La figure 3.3.5 représente le résultat de cette mesure sur une période de 4 mois, les PM ayant été sous haute tension non-stop. Les coupures correspondent à des suspensions réseau et des arrêts de PC (mises à jour, remplacement, développement...). Cette figure montre clairement une dépendance des variations en fonction de la longueur d'onde. La variation relative la plus faible est observée pour une longueur d'onde de 440 nm (environ 1 %). Les variations pour la longueur d'onde de 460 nm sont inférieures à 2 %. Pour des longueurs d'onde plus faibles, 414 nm et 420 nm, les variations peuvent atteindre 5 % en une semaine.

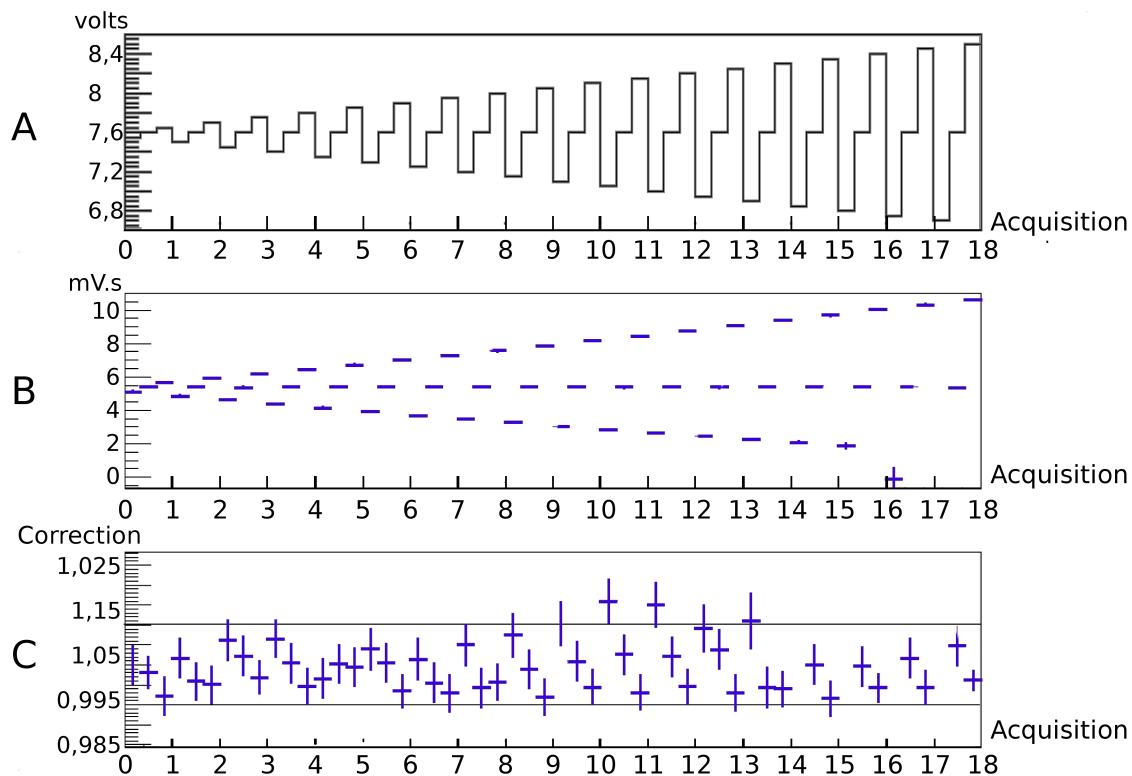


FIGURE 3.3.4: Évolution du gain corrigé avec l'intensité des DEL : variations de la tension V_{cc} (A), réponse en charge du PM testé (B) et gain corrigé du PM testé (C). La divergence liée à la variation d'intensité des DEL est inférieure à 0,01 %.

Il est à noter que la lumière filtrée à 440 nm est la plus proche de la valeur moyenne de la longueur d'onde d'émission du scintillateur PVT utilisée pour l'étalonnage ^{207}Bi , ce qui explique la variation faible du gain corrigé.

Bien qu'il soit difficile d'extraire des valeurs quantitatives de cette mesure, elle met en évidence la dépendance de l'évolution de la correction du gain des PM en fonction de longueur d'onde incidente. Mais cette mesure montre aussi qu'un système basé sur un processus autre que la scintillation provoquée par électrons est possible, mais que les tests associés, et sur le long terme, sont indispensables avant la mise en place d'un tel système d'étalonnage.

Il semble par ailleurs y avoir un facteur de proportionnalité constant dans les variations de gain en fonction des différentes longueurs d'ondes, mais des tests de correction menés sur les données de NEMO3 ont été infructueux [74]. Cela est certainement dû au fait que la longueur d'onde appliquée d'un étalonnage au suivant n'est pas constante (évolution du laser, stabilité des fibres sur le scintillateur, dénudement des fibres, donc dépendance en fonction de la lumière ambiante...). Cette mesure confirme donc l'impossibilité d'utiliser la correction en énergie des étalonnages relatifs du détecteur NEMO3.

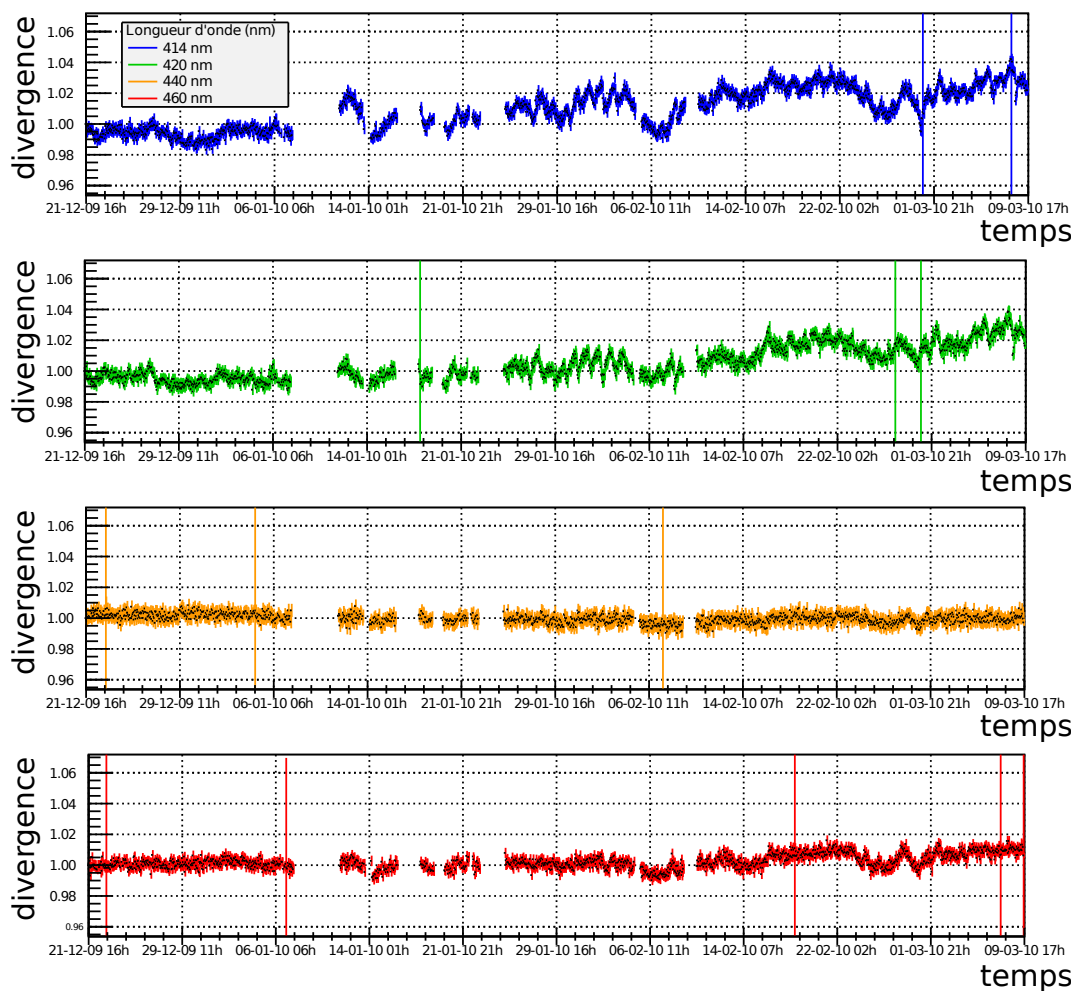


FIGURE 3.3.5: Évolution du facteur de correction ER (équation 3.3.1) sur une période de 4 mois, avec une longueur d'onde de lumière incidente de 414 nm (bleu) 420 nm (vert) 440 nm (jaune) et 460 nm (rouge).

Conclusion. L'évolution du gain des PM dans le temps dépend fortement de la longueur d'onde, ce qui contribue certainement de manière importante dans l'erreur systématique d'étalonnage au laser de NEMO3. Des essais de corrections à l'aide de méthodes du χ^2 ou de proportionnalité ont été réalisés [74], le problème fondamental étant que la longueur d'onde reçue par les PM de NEMO3 n'est pas maîtrisée et peut changer au fil des mois. Elle est en effet dépendante :

1. de l'évolution du laser et du changement des cartouches ;
2. des atténuateurs utilisés et de leur position ;
3. de l'évolution de la position des fibres, vis à vis du laser et du scintillateur.

Cette liste non exhaustive montre que même avec des corrections sur les valeurs d'ajustement, l'étalonnage laser n'est pas fiable. Utiliser ces valeurs présente le risque d'accumuler les erreurs systématiques. Il a donc été décidé d'utiliser l'étalonnage laser pour mesurer uniquement la qualité de la prise de données (stabilité des PM, variations soudaines de gain, voir section 4.7.1) et les résolutions temporelles du calorimètre de NEMO3. L'étalonnage absolu étant considéré comme fiable, car basé sur la détection d'électrons, est quant à lui utilisé pour l'étalonnage en énergie.

Par ailleurs, lors du démontage de NEMO3 des erreurs d'installation des fibres optiques ont été constatées (fibres trop dénudées, mal placées...), ce qui fausse d'autant plus le spectre mesuré.

3.4 Mesure de la variation de gain en fonction de la longueur d'onde et de la température

3.4.1 Motivations

Dans le contexte d'une expérience telle que NEMO3 ou SuperNEMO, la température peut éventuellement varier de quelques degrés suivant les conditions dans le laboratoire (panne de climatisation par exemple) et avoir un impact sur le gain des PM. La question posée est : comment évolue le gain en fonction de la longueur d'onde et de la température ? Cela peut-il expliquer l'erreur systématique observée durant les étalonnages ? Le banc DEL permet d'estimer facilement l'influence de cette variable. Un montage permettant de ne chauffer qu'un seul container du PM de test de NEMO3 a été mis en place. Ce chauffage a permis d'obtenir une dynamique de température d'une trentaine de degrés (d'environ 20 à 50 degrés pour rester dans la plage de fonctionnement en température indiquée par le constructeur) ce qui est amplement supérieur à celle attendue dans NEMO3.

Le PM 3 pouces, dit de référence, sert toujours de témoin vis à vis des conditions environnantes, et est donc non chauffé.

3.4.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est exactement le même que celui présenté en section 3.2.1, à la différence qu'une des deux boîtes (contenant le PM 5 pouces, les guides de lumière et le scintillateur) peut être chauffée jusqu'à 55° C à l'aide d'un dispositif de bandes chauffantes. Afin de voir l'impact de la température sur ce gain, une mesure de variation de gain en fonction de la longueur d'onde (équation 3.3.1) est lancée en même temps que le chauffage, de la température ambiante ($\sim 20^\circ$) à environ 50°. L'analyse présentée ne concerne que les longueurs d'onde de 440 et 414 nm, longueurs d'onde présentant les comportements les plus divergents en section 3.3.3.

3.4.3 Résultats

Pour cette analyse, 150 acquisitions de 3,5 minutes chacune (soit au total environ 9 heures) ont été réalisées.

La figure 3.4.1 représente l'évolution du gain pour les longueurs d'ondes 414 nm et 440 nm. À l'aide de l'ajustement d'une fonction affine, on constate une augmentation entre 1.8 % et 2 % du gain étalonné au ^{207}Bi pour les deux longueurs d'onde, ce qui correspond environ à $\frac{1}{15}$ % par degré. Cet effet peut être attribué à l'efficacité du scintillateur en fonction de la température [88]. Cela représente une différence d'erreur sur la correction du gain en fonction de la longueur d'onde inférieure à $\frac{1}{150}$ % par degré. Dans le cadre d'une étude des erreurs systématiques de NEMO3, on peut donc dire que cet effet est négligeable car :

1. la dynamique de température étudiée ici est très élevée, plus de 6 fois supérieure à ce qui peut être attendu dans NEMO3 ;
2. la divergence de l'effet entre 414 nm et 440 nm est négligeable et peut relever des erreurs systématiques du banc DEL.

On note aussi que cette mesure permet d'exclure totalement les erreurs systématiques de température de la salle dans le cadre d'une mesure de gain avec le banc DEL.

3.5 Mesure du temps de réponse des photomultiplicateurs de SuperNEMO avec le banc DEL

3.5.1 Motivations

Les impulsions électriques délivrées par un PM sont sujettes à des fluctuations, notamment dues au parcours des photons dans le couple scintillateur/guide de lumière et à la collection des électrons au sein du PM (section 2.1.4). Ces fluctuations ont un impact important dans la résolution temporelle propre au PM (représenté en figure 3.5.1). Or la

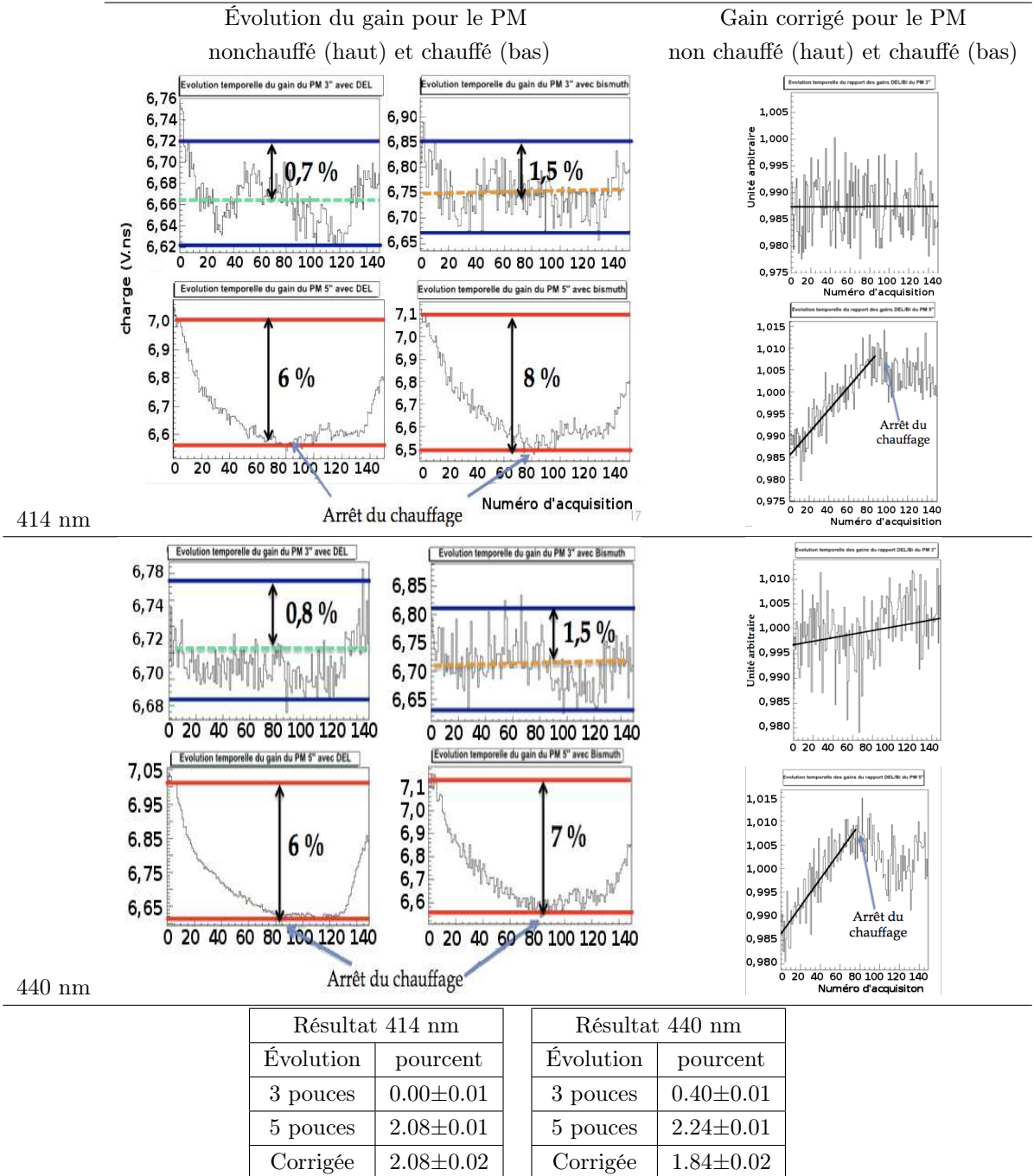


FIGURE 3.4.1: Évolutions du gain avec la température pour la lumière DEL filtrée à 414 nm et 440 nm pour une amplitude de température d'environ 30°. Chaque acquisition dure environ 3,5 minutes.

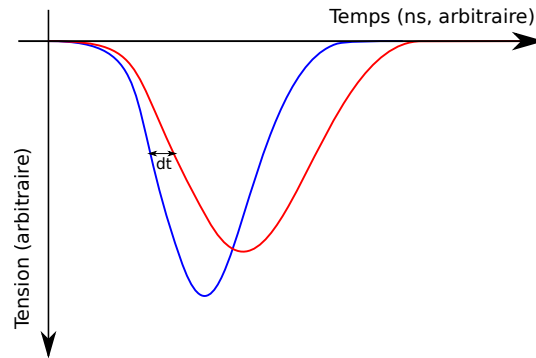


FIGURE 3.5.1: Schématisation de la forme d'impulsions mesurées par un PM.

connaissance de cette résolution est essentielle pour le calcul du temps de vol des particules au sein de NEMO3 et SuperNEMO. L'objectif pour SuperNEMO est d'atteindre la même résolution temporelle que NEMO3 : de l'ordre de 350 ps à 1 MeV (σ). L'installation du Banc DEL permet une mesure simple de cette résolution.

Dans un premier temps, la mesure se cantonnera aux PM 3 pouces et 5 pouces de NEMO3, déjà connus afin de les caractériser et d'éprouver la méthode. Ces résultats seront utilisés par la suite pour la caractérisation d'un PM 8 pouces destinée au démonstrateur.

3.5.2 Protocole d'acquisition

Pour cette mesure de résolution temporelle, le banc sera utilisé tel qu'il a été décrit en section 3.2.1. Les filtres ont été retirés et remplacés par des diaphragmes, afin d'avoir la même quantité de lumière mesurée par les deux PM sans modifier le spectre. Ces diaphragmes sont en métal (spectralement neutre) de 1 et 0,5 mm de diamètre. Il est à noter qu'une seule DEL sera utilisée, la plus proche du spectre de scintillation. Dans ce montage, la même lumière de la même impulsion lumineuse sera mesurée dans les deux PM, avec néanmoins un décalage temporel dominé par le parcours de la lumière dans les fibres optiques. Le premier PM déclenché donne le signal "start", et le second le signal "stop". Ce montage est schématisé dans la figure 3.5.2.

Une mesure dure de 10 à 20 minutes. Le flasher étant réglé à 100 Hz, un fichier d'acquisition contiendra environ 100 000 impulsions.

Une mesure préliminaire a été réalisée avec la carte MATAcq. Les résultats ont été satisfaisants, mais la résolution temporelle (0,5 ns) de cette carte d'acquisition ne permettait pas d'aller à l'ordre de grandeur désiré (centaine de pico-secondes).

L'installation d'une carte d'acquisition dite Fast Time Digitizer Card (FTDC) a été souhaitée, mais des problèmes d'électronique n'ont pas permis cette mise en place. Une technique d'analyse basée sur l'analyse de la totalité des impulsions numérisées à 2 GHz a donc été proposée.

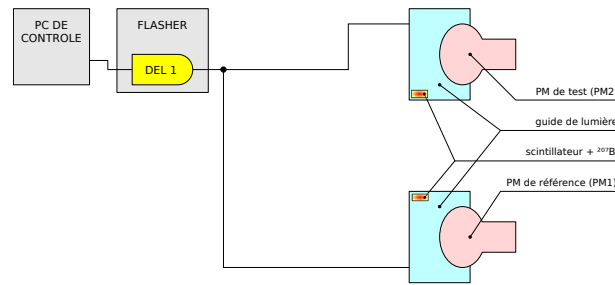


FIGURE 3.5.2: Montage du banc DEL pour les mesures de résolution temporelle des PM 3 et 5 pouces.

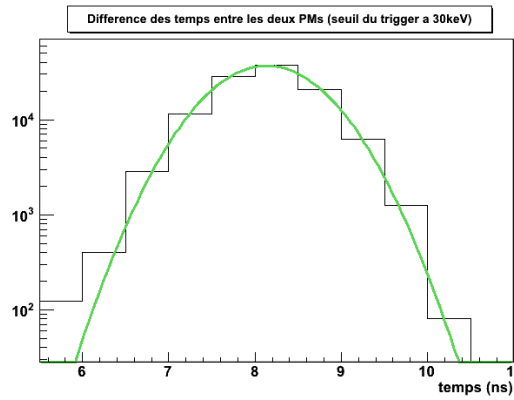


FIGURE 3.5.3: Première estimation de la différence temporelle du signal DEL déclenchant à 30 keV sur les PM 3 pouces et 5 pouces.

3.5.3 Première estimation et erreur systématique

La mesure préliminaire consiste à traiter les impulsions échantillonnées à 2 GHz. Le signal est déclenché à 30 keV, comme dans NEMO3. L'équivalence charge/énergie est mesurée à l'aide de l'étalonnage avec le ²⁰⁷Bi, ce qui permet d'émuler ce seuil durant l'analyse. Le temps de déclenchement est pris sur le premier échantillon de chaque impulsion dépassant 30 keV.

La différence temporelle entre le signal de chaque PM donne alors une distribution gaussienne, dont la valeur moyenne correspond à la différence des délais de transmission, et l'écart type à la résolution convoluée des deux PM, plus l'erreur systématique.

Les PM utilisés sont les PM de références 5 et 3 pouces de NEMO3, étalonnés et conditionnés. Ils ont une résolution temporelle connue, mais surtout égale [89]. La résolution obtenue par l'ajustement représenté en figure 3.5.3 est donc la convolution de la résolution des deux PM. La formule 3.5.1 permet d'en extraire les valeurs.

$$\sigma_{PM_{35}} = \sqrt{\sigma_{PM_3}^2 + \sigma_{PM_5}^2} \quad (3.5.1)$$

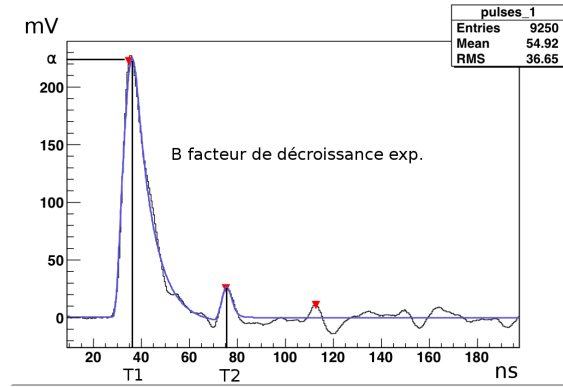


FIGURE 3.5.4: Ajustement d’une impulsion mesurée par un PM 3 pouces à l’aide de la fonction 3.5.2.

$$\sigma_{PM_{35}} = \sqrt{2\sigma_{PM_3}^2}$$

$$\sigma_{PM_3} = \frac{\sigma_{PM_{35}}}{\sqrt{2}} = \frac{586}{\sqrt{2}} = 414,4 \pm 500 \text{ ps}$$

La valeur reste cohérente avec ce qui était attendu (environ 350 ps), mais on est très largement dominé par l’erreur systématique liée à l’échantillonnage (500 ps). Néanmoins, le fonctionnement du dispositif étant validé, la section 3.5.4 présente une méthode permettant d’exploiter la totalité des impulsions afin de compenser l’erreur systématique due à l’échantillonnage.

3.5.4 Compensation analytique de la systématique d’échantillonnage

Afin de compenser les problèmes d’échantillonnage, une méthode d’ajustement des impulsions a été utilisée. Cette méthode a été développée au sein de la collaboration NEMO3 à L’University College of London [90]. À l’origine, elle a été implémentée afin de déceler et de profiler les pré et post-impulsions dans les mesures dédiées aux études de radon. Son équation 3.5.2, donnant une bonne définition de l’impulsion principale, sera utilisée pour déduire le temps de montée.

$$y = \frac{\alpha(t - T_1)}{\lambda(T_2 - T_1)} - \frac{\alpha}{\lambda^2(T_2 - T_1)} + Be^{-(t-T_1)} \quad (3.5.2)$$

Avec T_1 et T_2 définissant l’intervalle considéré, λ et α tenant compte du piédestal et de l’amplitude maximale. La figure représente un ajustement d’un pic DEL typique.

Cette méthode va permettre d’avoir une estimation continue de la résolution des photomultiplicateurs 3, 5 et 8 pouces.

	PM NEMO3 5 pouces		PM SuperNemo 8 pouces	
Représentation des fonctions d'ajustement				
Résultats	510±50 ps		539±90 ps	
Résultats par PM	PM 3 pouces	PM 5 pouces	PM 3 pouces	PM 8 pouces
	360±50	360±50	360±50	402±90

FIGURE 3.5.5: Résultats de l'analyse de résolution temporelle des PM 5 et 8 pouces utilisant le PM 3 pouces comme référence, et à l'aide de la fonction d'ajustement 3.5.2 .

3.5.5 Résultats pour les PM NEMO3 et SuperNEMO

Pour obtenir la résolution temporelle des PM de NEMO3, la méthode est similaire à celle utilisée en 3.5.3. La différence est l'utilisation de la fonction ajustée à l'impulsion plutôt que l'impulsion échantillonnée.

Afin d'émuler le déclenchement à 30 keV, on utilise l'antécédent de la partie montante de la fonction 3.5.2 pour $y=30$ keV. Les résultats sont représentés en figure 3.5.5, et sont ajustés à l'aide d'une fonction gaussienne.

On constate que malgré un ajustement de très bonne qualité, la mesure des PM 3 et 8 pouces est légèrement dégradée face à la mesure des PM 3 et 5 pouces. Cela était attendu et est expliqué par le conditionnement des PM de référence et les failles d'étanchéité de la boîte noire du spectromètre à électrons générant un bruit de fond continu entrant en coïncidence avec les mesure de désintégration du ^{207}Bi par le PM de référence.

La valeur attendue étant 350 ps, les résultats de résolution temporelle des PM 3 et 5 pouces, déconvolués grâce à la formule 3.5.1, sont satisfaisants, que ce soit pour la valeur ou pour l'erreur statistique. Ces résultats ont donc été utilisés pour déconvoluer la résolution temporelle des PM 8 pouces selon l'équation 3.5.3. Ceci constitue la première mesure de résolution temporelle des PM du démonstrateur de SuperNEMO. La valeur attendue était supérieure à celle des PM 3 et 5 pouces, notamment pour des raisons de géométrie et de temps de parcours des électrons dans le PM. Bien que ce soit compatible avec les valeurs attendues, c'est bien supérieur à la résolution souhaitée pour SuperNEMO, de l'ordre de 350 ps. Dans le cadre d'une amélioration de ce temps de résolution (R&D de la géométrie, pont de résistance etc.), le banc DEL offre une manipulation de test simple et rapide afin de mesurer la résolution temporelle des PM.

$$\sigma_{PM_8} = \sqrt{\sigma_{PM_{38}}^2 - \sigma_{PM_3}^2} = \sqrt{539,5^2 - 360^2} = 402 \text{ ps} \quad (3.5.3)$$

3.6 Mesure de linéarité à haute énergie

3.6.1 Motivations et dispositif préliminaires

Afin de mesurer la linéarité des PM de NEMO3 et de SuperNEMO, la salle propre est équipée de spectromètres à électrons, dont la gamme d'énergie est comprise entre quelques keV et 2 MeV. Or l'expérience in situ va plus loin en énergie, notamment pour la mesure de l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$, d'environ 3 MeV, mais aussi pour les mesures de bruit de fond. Il faut donc connaître la linéarité au-delà de 2 MeV.

Le banc DEL permet d'atteindre des énergies supérieures à 10 MeV, tout en apportant des informations supplémentaires en fonction de la longueur d'onde.

Le montage de cette mesure est celui présenté en 3.5.2, utilisant l'étalonnage ^{207}Bi pour les PM 3 et 5 pouces, et du spectromètre à électrons pour le PM 8 pouces. Un point important dans cette mesure préliminaire est la présence de points d'inflexion dans la réponse des DEL en fonction de la tension. Un algorithme a été développé dans le cadre de cette thèse afin d'utiliser la double mesure sur deux PM pour déduire la présence ou non de point d'inflexion, et pour corriger la réponse des DEL. Si les deux PM subissent la même variation de rapport de gain/tension DEL, sachant qu'ils reçoivent le même signal, cela veut dire qu'il s'agit d'un point d'inflexion. Si à contrario, seul un des deux PM subit des variations, il s'agit alors de variations propres au PM. Il reste toujours la possibilité que les deux PM varient de la même manière pour une énergie donnée, ce qui est peu probable. Une seconde mesure avec des hautes tensions différentes aux bornes des PM permet alors de confirmer la présence de points d'inflexion. Un schéma récapitulatif est donné en figure 3.6.1.

3.6.2 Résultats préliminaires

Mesure à 440 nm des PM 3 et 5 pouces Pour mémoire, la lumière à 440 nm correspond à la moyenne de la lumière de scintillation. Il s'agit donc de la lumière filtrée, qui s'approche le plus de la lumière d'étalonnage et d'événements au sein de NEMO3.

Cette mesure, représentée en figure 3.6.2 donne une déviation à la valeur d'ajustement inférieure à 2%, légèrement supérieure aux performances visées de 1 %.

Mesure à 414 nm des PM 3 et 5 pouces. La longueur d'onde de 414 nm est la plus éloignée de la valeur moyenne de la longueur d'onde de scintillation et, jusqu'à présent, a donné les résultats les plus divergents. Cette longueur d'onde est importante car c'est la plus proche de la longueur d'onde du laser d'étalonnage de NEMO3.

Cette mesure préliminaire montre une forte divergence de linéarité entre les deux PM en fonction de la longueur d'onde, ce qui pourrait en partie expliquer l'erreur systématique

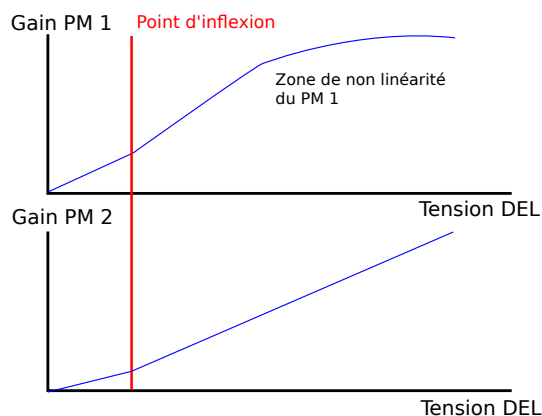


FIGURE 3.6.1: Schématisation de la réponse en gain du signal DEL de deux PM en fonction de la tension soumise à la DEL. Les points d'inflexion doivent être mesurés sur les deux PM, sinon il s'agit d'une non linéarité d'un PM.

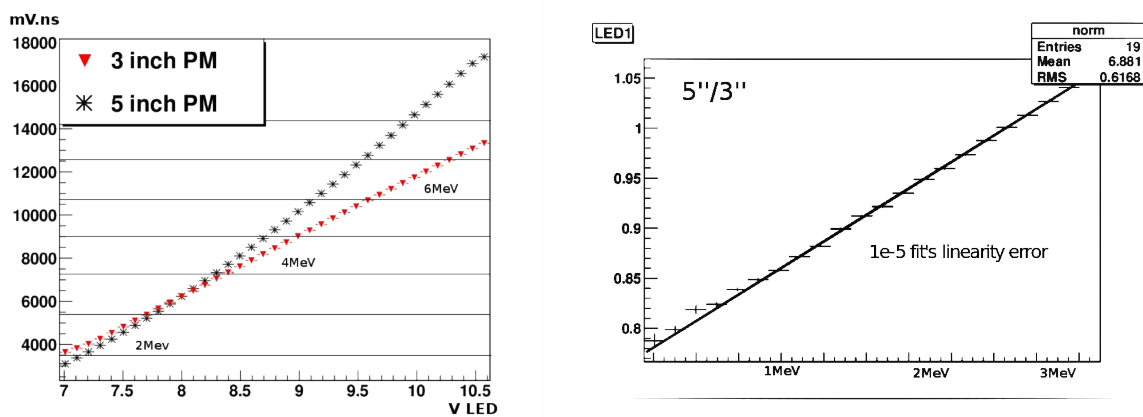


FIGURE 3.6.2: Résultats de mesure de linéarité grâce au banc DEL pour les PM 3 et 5 pouces pour la longueur d'onde 440 nm, bruts (gauche) et corrigés (droite).

observée entre les étalonnages laser et ^{207}Bi . Seulement, comme on peut le voir sur la figure 3.6.3, la DEL utilisée semble donner une forte composante exponentielle de 0 à 2 MeV. La méthode utilisée ne peut corriger ce genre de réponse. Elle est donc très probablement à l'origine de la forte divergence observée.

Mesure à 440 nm des PM 3 et 8 pouces. La même mesure a été réalisée avec un PM 8 pouces et le spectromètre à électrons pour l'étalonnage en énergie à 1 MeV. Le PM 3 pouces, recevant la lumière non filtrée, a donné des résultats linéaires avec le PM 5 pouces. On partira donc du principe que ce PM est linéaire.

Ce résultat confirme ce qui a été observé pour le PM 5 pouces, c'est à dire une bonne linéarité pour la DEL filtrée à 440 nm. Le mauvais ajustement pour les basses énergies

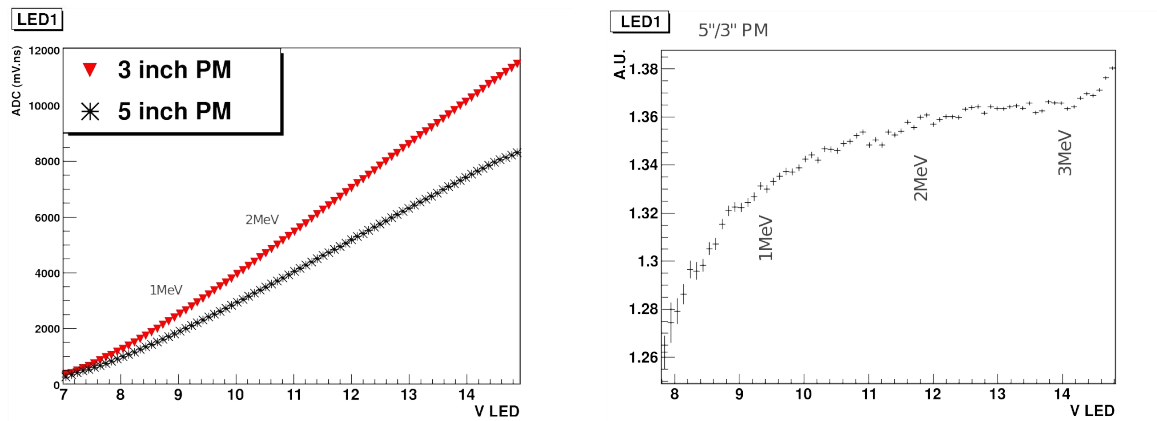


FIGURE 3.6.3: Résultats de mesure de linéarité grâce au banc DEL pour les PM 3 et 5 pouces pour la longueur d'onde 414 nm, bruts (gauche) et corrigés (droite).

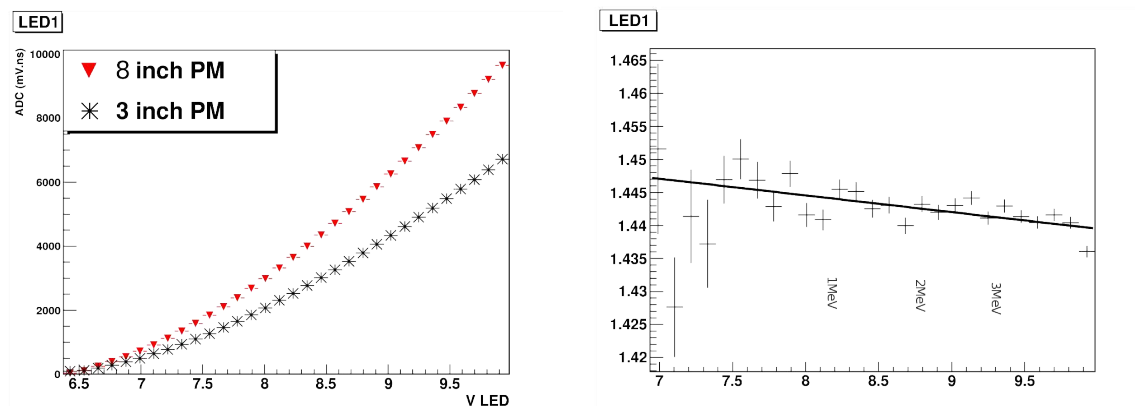


FIGURE 3.6.4: Résultats de mesure de linéarité grâce au banc DEL pour les PM 3 et 5 pouces pour la longueur d'onde 440 nm, bruts (gauche) et corrigés (droite).

est dû à l'interaction des rayonnements de la radioactivité ambiante avec le scintillateur du PM 8 pouces, ce qui entraîne un bruit de fond important.

Mesure à 414 nm des PM 3 et 8 pouces Ce résultat, représenté en figure 3.6.5, confirme celui observé pour le PM 5 pouces, c'est à dire une non linéarité à la longueur d'onde 414 nm, mais ne donne pas l'origine de cette divergence.

Conclusion Cette mesure préliminaire est très informative, car bien qu'elle donne des résultats indiquant une bonne linéarité pour la longueur d'onde de 440 nm, elle indique une non linéarité à 414 nm. Cette observation peut expliquer en partie l'erreur systématique observée lors des étalonnages de NEMO3. Ce constat est à prendre avec réserve car même si les résultats semblent consistants, la non linéarité du signal des DEL, notamment

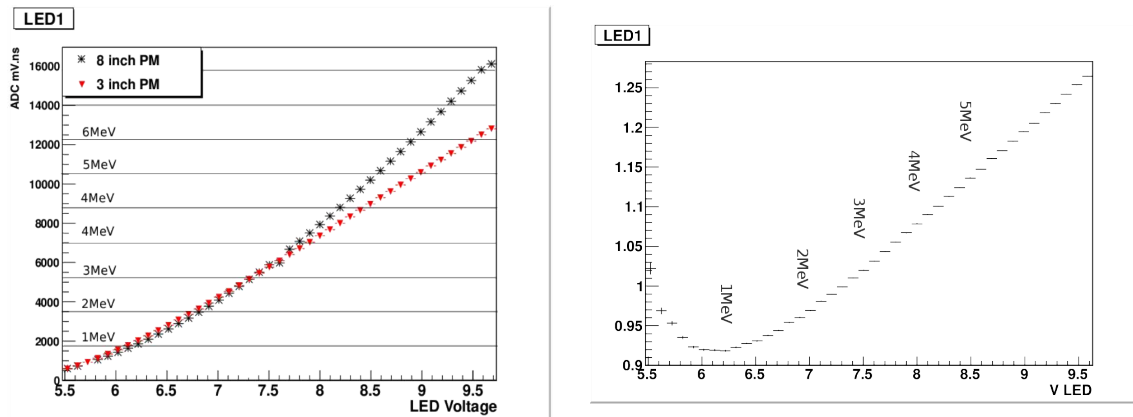


FIGURE 3.6.5: Résultats de mesure de linéarité grâce au banc DEL pour les PM 3 et 8 pouces pour la longueur d'onde 414 nm, bruts (gauche) et corrigés (droite).

utilisé pour 414 nm, en fonction de leur tension présente une forte probabilité d'erreur systématique non contrôlée. Et même si les spécifications constructeur des DEL (réponse et points d'inflexion) tendent à valider cette utilisation, elles ne sont pas utilisées dans des conditions normales (impulsion très courte, tensions très élevées).

C'est pour cela que pour valider ou infirmer ces résultats, un nouveau montage à base de filtres passifs a été créé.

3.6.3 Le montage de la réglette à filtres passifs

Le but de ce travail est de confirmer ou d'infirmer les mesures présentées en section 3.6.1 en s'affranchissant du problème de la réponse de la DEL en fonction de la tension. Dans cette manipulation, les tensions des DEL restent constantes et la quantité de lumière est contrôlée par des filtres passifs dont l'atténuation est indépendante de la longueur d'onde. Cette section, avant de présenter les résultats, présentera les filtres choisis et leurs spécifications constructeur. Elle décrira ensuite le montage conçu avant d'aborder les résultats.

Filtres passifs utilisés Les filtres passifs choisis sont des disques de 25 mm de diamètre et d'environ un millimètre d'épaisseur. Ce sont des filtres métalliques de densité neutre utilisant de l'inconel fondu dans du verre. L'inconel est un matériau composite contenant notamment du nickel, du chrome, du cobalt et du fer.

Un filtre métallique à densité neutre atténue la lumière traversante par une combinaison de réflexions et d'absorptions. Le ratio de réflexion et d'absorption dépend de la densité d'inconel. Un filtre de 0,5 de densité transmet environ 32 %. La réflexion du faisceau primaire est alors d'environ 32 %, et les 36 % restants sont absorbés par l'inconel.

Les filtres, qui seront utilisés, auront une densité de 3, 1, 0,5, 0,25, 0,1 et 0,04 m^{-1} . L'indépendance du facteur de transmission avec la longueur d'onde est essentielle dans ce

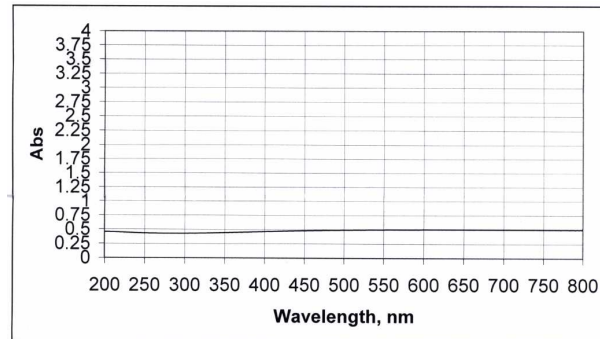


FIGURE 3.6.6: Spécification constructeur pour l’absorption du filtre métallique à densité neutre de densité 0,5.

Longueur d’onde	filtre 0.05		filtre 0.1		filtre 0.3		filtre 0.5		filtre 1		filtre 2	
	Abs	Tr	Abs	Tr	Abs	Tr	Abs	Tr	Abs	Tr	Abs	Tr
413.8 nm	0,0416	90,9	0,108	78,0	0,297	50,5	0,470	33,9	1,01	9,77	2,47	0,339
420.0 nm	0,0424	90,7	0,108	78,0	0,297	50,5	0,472	33,7	1,01	9,77	2,45	0,355
440.2 nm	0,0421	90,8	0,104	78,7	0,300	50,1	0,483	32,9	1,02	9,55	2,40	0,398
460.7 nm	0,0428	90,6	0,105	78,5	0,304	49,7	0,489	32,4	1,03	9,33	2,34	0,457

TABLE 3.6.1: Coefficients d’absorption (Abs) et de transmission (Tr en pourcent) de chaque filtre fourni par le constructeur et tabulés pour les longueurs d’ondes utilisées par le banc DEL. La notation filtre 0 correspondra à l’absence de filtres, soit Tr=100%.

test. La figure 3.6.6 est la spécification donnée par le constructeur pour le filtre 0,5.

Chaque filtre livré a été caractérisé par le constructeur, ce qui permet de connaître les valeurs d’absorption donc de transmission avec précision pour chacune des longueurs d’onde concernées. Ces chiffres sont résumés dans le tableau 3.6.1.

Montage utilisé Le principe de base est d’utiliser les filtres passifs successivement avec le moins de manipulations possible. Dans ce but, la solution dite de la “réglette” a été retenue. Cette réglette contient sept trous circulaires de 3 mm de profondeur, supports pouvant contenir jusqu’à trois filtres passifs. Afin de réduire au maximum les erreurs systématiques et les différences avec le montage précédent, toutes les pièces ont été conservées. Ce montage ne contient qu’une extension d’environ 1 cm dans laquelle la réglette peut se glisser, ajustant ainsi le filtre désiré avec le filtre en longueur d’onde et la fibre optique. Un système de butée sur ressort permet d’ajuster précisément la réglette.

3.6.4 Résultats et conclusion

Résultats bruts La figure 3.6.8 représente la réponse brute du PM 5 pouces pour les valeurs de filtres utilisées. Le maximum, soit le filtre 0, correspond au maximum que la

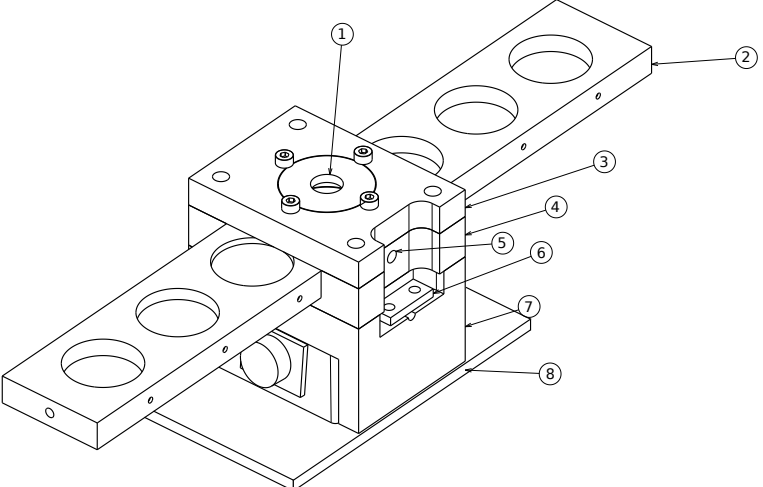
Schéma	Légende
	1. Entrée de la fibre, cache du filtre en longueur d'onde.
	2. Réglette, contenant 1 à 3 filtres par support.
	3. Pièce supérieure d'origine.
	4. Extension du corps du montage.
	5. Entrée du système de butée de la réglette.
	6. Pièce recueillant la seconde fibre optique, d'origine.
	7. Partie principale du corps du montage, contenant la DEL d'origine.
	8. Pied du système, élargi pour le support de la réglette.

FIGURE 3.6.7: Schéma et description du nouveau montage du banc DEL avec filtres passifs.

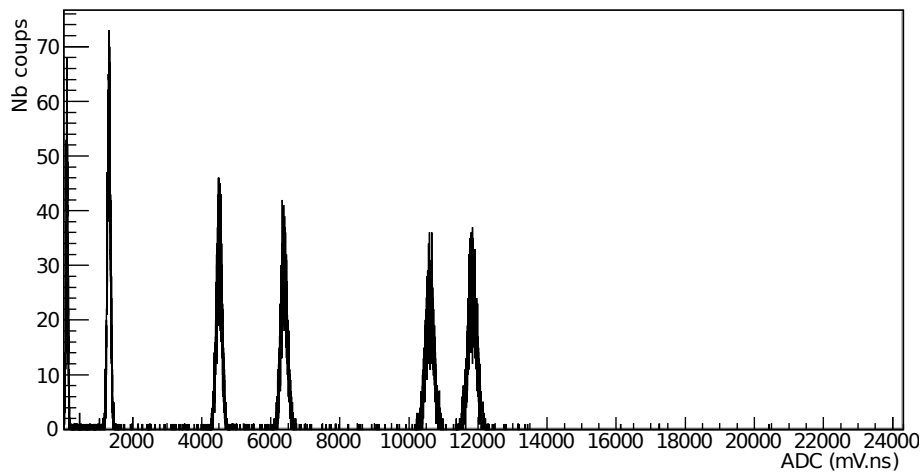


FIGURE 3.6.8: Résultats en charge des mesures de linéarité pour les filtres 0, 0,1, 0,3, 0,5, 1 et 2 (tableau 3.6.1) pour le PM 3 pouces.

carte d'acquisition utilisée, décrite en section 3.2.1, peut mesurer. Un des filtres est choisi afin de correspondre à l'énergie d'étalonnage du PM (^{207}Bi pour les 5 pouces et spectro à 1 MeV pour les 8 pouces), en l'occurrence le filtre 0,5. Il est à noter que le PM de référence est toujours utilisé pour contrôler la stabilité de la lumière DEL. L'acquisition ne durant que quelques minutes, cette variation n'excède jamais 0,5 %.

Mesure de linéarité à partir des spécification constructeurs Si les spécifications constructeurs correspondent bien aux valeurs réelles d'atténuation et que le PM mesuré est linéaire, alors l'extrapolation de l'énergie du filtre de référence (0,5) sur les autres filtres en fonction de la charge mesurée doit être linéaire.

La mesure à 414 nm et 440 nm de 0 à 2 MeV est représentée en figure 3.6.9 pour les PM 5 pouces à basse énergie et en figure 3.6.10 pour les énergies allant jusqu'à 6 MeV pour le PM 8 pouces. Ces figures confirment les mesures précédentes de linéarité à 440 nm, mais par contre infirment la mesure réalisée à 414 nm. On observe effectivement un comportement linéaire et similaire quelque soit la longueur d'onde mesurée. Une mesure à haute énergie du PM 8 pouces semble confirmer la linéarité à haute énergie avec une déviation de 2 %.

Afin d'estimer l'erreur systématique sur les valeurs de transmittance données par le constructeur, cinq mesures de la lumière émise par la DEL à 414 et 440 nm ont été réalisées à des intensités différentes et pour chaque filtre. Les intensités ont été étalonnées afin que le filtre 0,3 donne la même charge qu'un faisceau d'électrons d'énergie connue provenant du spectromètre à électrons. Toutes les charges sont ensuite projetées selon $\Delta C = C_m - C_a$ avec C_m la charge mesurée et C_a la charge attendue avec les spécifications constructeur. On obtient alors une distribution gaussienne par filtre dont la moyenne

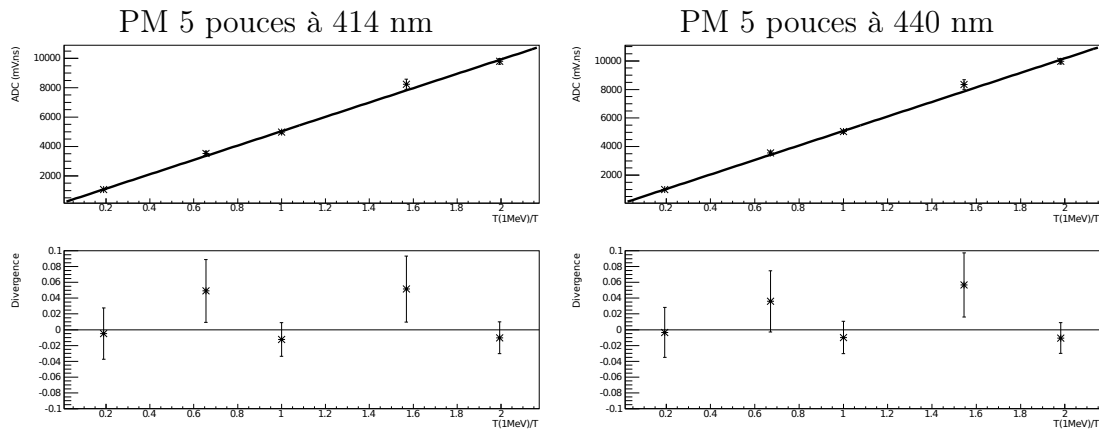


FIGURE 3.6.9: Haut : Extrapolation des valeurs de transmittance des filtres passifs à partir du filtre de référence, étalonné à 1 MeV en abscisses (homogène à une énergie) et réponse des PM en charge en ordonnées. La droite correspond à un ajustement affine des points. Bas : Divergence entre les points mesurés et l’ajustement affine. Les erreurs sont dominées par l’erreur systématique due aux spécifications techniques. La divergence du point de référence (1 MeV) avec l’ajustement indique une erreur systématique moyenne due aux spécifications constructeur supérieure à 1.

correspond à l’erreur systématique.

La précision souhaitée pour cette mesure doit être inférieure au pourcent, mais l’erreur systématique estimée, représentée en figure 3.6.4, ne permet pas d’atteindre cette valeur.

Mesure de linéarité à partir des valeurs d’atténuation déduites Afin de pallier à ce problème d’erreurs systématiques dues aux spécifications techniques, la transmittance des filtres a été déduite à partir des mesures du spectromètre à électrons. En effet, le spectromètre à électrons permet de connaître la réponse du PM mesuré entre 0 et 2 MeV. Or cette mesure permet aussi de savoir si le PM est linéaire dans cette gamme d’énergies, et surtout de connaître sa réponse grâce à un ajustement affine à moins de 1 %.

Cet ajustement permet de déduire précisément la transmittance des filtres à ces énergies grâce à des mesure d’intensités de DEL équivalentes à cette gamme d’énergie. Cette méthode est décrite avec la figure 3.6.12.

Une fois ces valeurs de transmittance obtenues, une série de mesures a été lancée à différentes intensités lumineuses de la DEL de 440 nm et est représentée en figure 3.6.13. On constate que le PM est effectivement linéaire à moins de 1% en dessous de 2 MeV, mais aussi une déviation dépassant le pourcent à partir de 3 MeV. Ce résultat correspond bien à ce qui était attendu [76]. Jusqu’à 4,5 MeV, la divergence de linéarité reste inférieure à 5%.

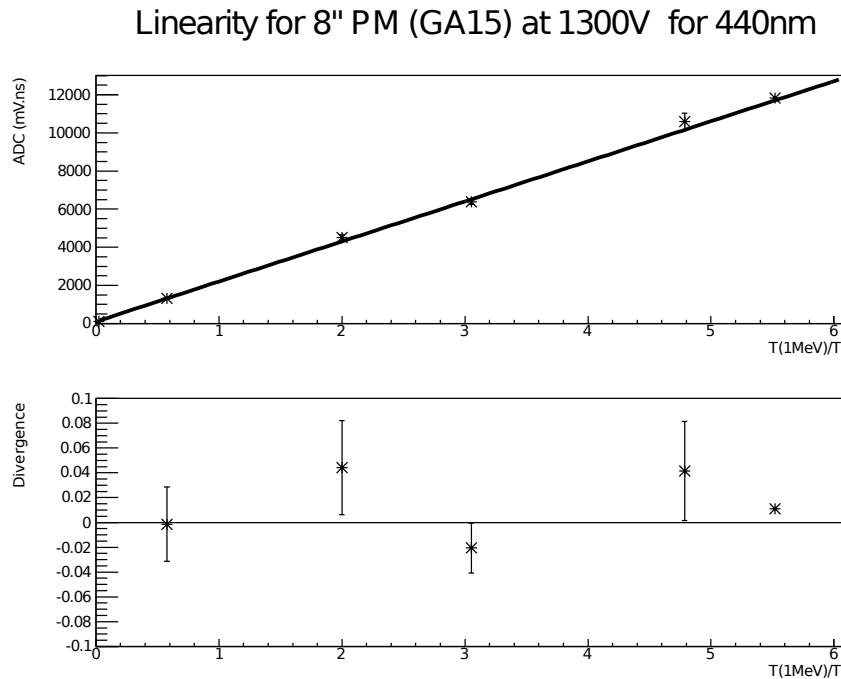


FIGURE 3.6.10: Haut : Extrapolation des valeurs de transmittance des filtres passifs à partir du filtre de référence, étalonné à 1 MeV en abscisses (homogène à une énergie) et réponse des PM en charge en ordonnées. La droite correspond à un ajustement affine des points.

Bas : Divergence entre les points mesurés et l'ajustement affine. Les erreurs sont dominées par l'erreur systématique due aux spécifications techniques.

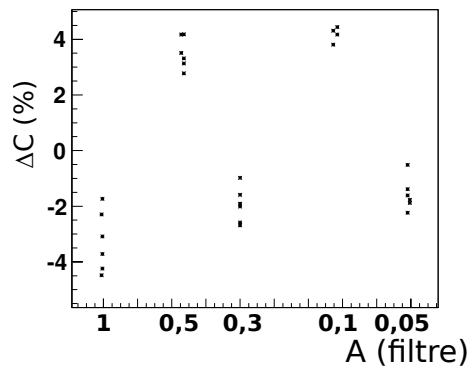


FIGURE 3.6.11: Projection selon $\Delta C = C_m - C_a$ avec C_m la charge mesurée et C_a la charge attendue avec les spécifications constructeur pour chacun des filtres à cinq énergies de faisceau du spectromètre à électrons. On constate une erreur systématique de l'ordre de 2 à 4 %

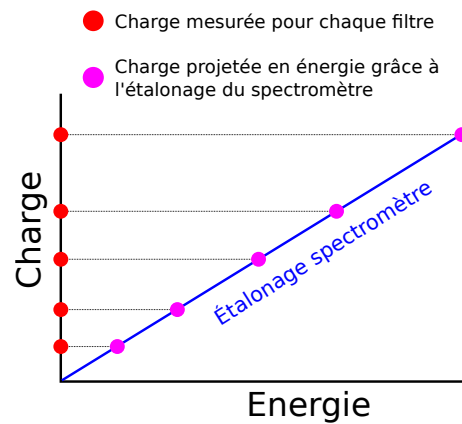


FIGURE 3.6.12: Méthode de déduction de la transmittance de chaque filtre : pour plusieurs énergies d'émission du spectromètre (700 keV, 1 MeV, 1,3 MeV, 1,7 MeV et 1,9 MeV), l'intensité de la DEL est ajustée afin que la charge mesurée avec le filtre 0,3 corresponde à la mesure du faisceau d'électrons. La transmittance de chaque filtre est déduite à l'aide de la charge mesurée et projetée sur l'ajustement affine de l'étalonnage réalisé avec le spectromètre. Cette transmittance est ensuite moyennée.

3.6.5 Conclusion

La méthode de correction des points d'inflexion, théoriquement efficace selon les spécifications techniques des constructeurs, dépend de la nature de la DEL utilisée. En effet, le régime de fonctionnement utilisé pour un étalonnage est fondamentalement différent du régime de fonctionnement normal. En conséquence cette méthode ne peut pas être utilisée pour une mesure de linéarité du calorimètre de SuperNEMO.

La méthode des filtres passifs, quant à elle, a démontré son efficacité et peut être extrapolée au détecteur SuperNEMO. Par contre la caractérisation in situ du montage s'avère nécessaire.

Les résultats obtenus dans cette batterie d'essais montre que les PM 8 pouces ont une bonne linéarité, qui rentre dans les limites des spécifications de SuperNEMO. Dans le cadre d'une R&D visant à améliorer cette linéarité, le montage du banc DEL accompagné de son extension - la réglette - représente un outil fiable et rapide d'utilisation pour les tests.

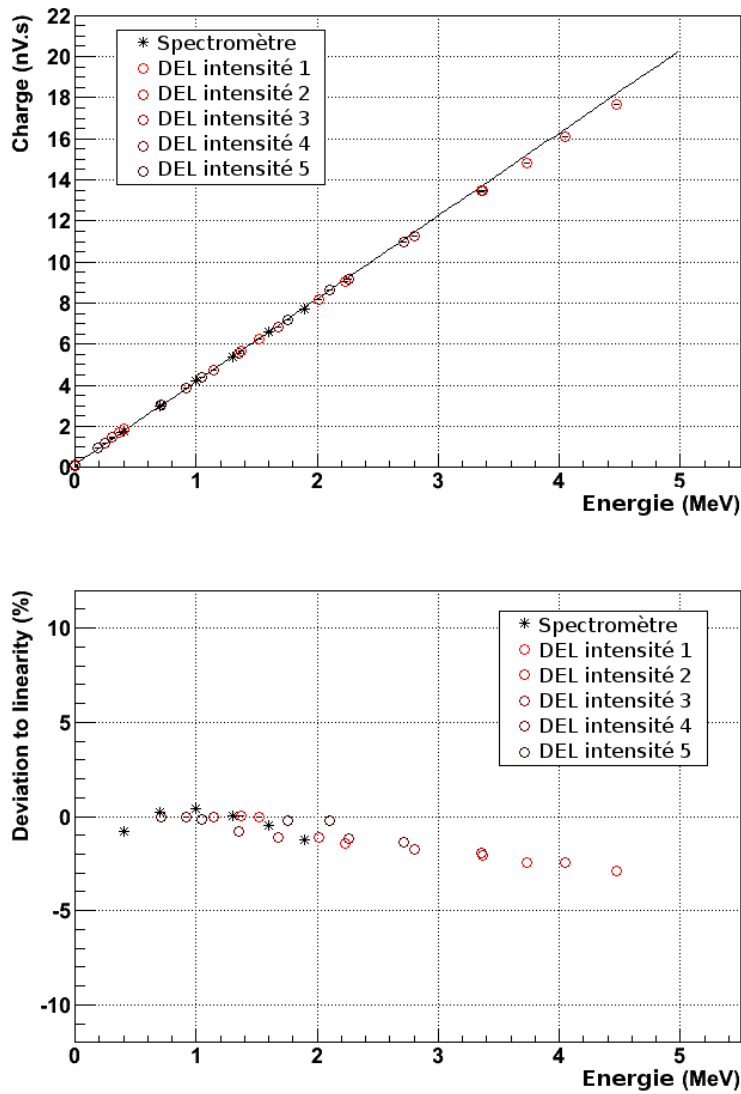


FIGURE 3.6.13: Linéarité ajustée par fonction affine (haut) et sa divergence avec son ajustement en pourcent (bas). Les étoiles représentent la mesure avec le spectromètre à électrons utilisé pour la recherche des valeurs d'atténuation des filtres et pour l'ajustement affine. Chaque couleur de cercle correspond à une tension V_{cc} différente, donc une énergie maximale différente.

Chapitre 4

Programme d'analyse et simulation de données de NEMO3

Il n'y a pas une méthode unique pour étudier les choses.

Aristote

Sommaire

4.1	Simulation d'événements de NEMO3	108
4.2	Le système d'analyse collaboratif NAT++	109
4.3	Reconstruction d'un événement	115
4.4	Calcul du temps de vol d'un événement	118
4.5	Optimisation du temps de calcul sur plusieurs microprocesseurs	135
4.6	Mesure des erreurs systématiques liées au temps mort	137
4.7	Sélection et qualité des acquisitions	146

Introduction

L'INFORMATIQUE EST UN OUTIL toujours plus indispensable en Physique, et notamment en Physique des particules, car la quantité d'information devant être traitée et toujours plus grande. Ce chapitre présentera et détaillera les outils utilisés et développés dans le cadre de cette thèse. Les contributions essentielles se trouvent dans le programme d'analyse, notamment dans le calcul des temps de vol des particules au sein du détecteur. Il présentera aussi une contribution originale consistant en la reconstruction du parcours des photons dans le détecteur.

Ce chapitre présentera aussi une étude indépendante des erreurs systématiques liées au temps mort de NEMO3 afin de les confronter avec les valeurs utilisées jusqu'à présent.

4.1 Simulation d'événements de NEMO3

La simulation permet de déduire l'efficacité de chacune des topologies étudiées, mais aussi d'obtenir les distributions statistiques des observables. C'est aussi un outil permettant de développer des optimisations de coupures et la séparation de l'activité de chacun des isotopes radioactifs présents dans le détecteur, qu'ils soient à l'origine du bruit de fond ou du signal double bêta recherché. La simulation doit donc, à tous points de vue, se rapprocher au maximum de la réalité de l'expérience.

4.1.1 Le programme *nemos*

Le programme *nemos* a été développé par l'IReS (Institut de Recherche Subatomique) afin de fournir une simulation à toute la collaboration. Ce programme se base sur une série de bibliothèques indépendantes ayant chacune une fonction distincte :

- DECAY4 [91] permet de générer les types et les temps d'émission ainsi que l'énergie et la direction de chacune des particules émises par une désintégration radioactive. Cette génération est possible pour tout les éléments intéressant les expériences de désintégration double bêta, incluant les sources de signal, mais aussi de bruit de fond ;
- EUCLID [92] définit avec précision la géométrie de NEMO3 afin de déterminer rigoureusement tout les vertex possibles dans les différents composants de NEMO3 (sur la surface, mais aussi dans le volume), nécessaire afin de permettre une propagation et une détection réaliste des particules émises. Cette géométrie a été ensuite convertie en un format de données pouvant être interprété par GEANT3 ;
- GEANT3 [93] utilise la géométrie définie grâce à EUCLID et gère la propagation des particules, leurs interactions, avec émission de particules secondaires ou non, et leur dépôt d'énergie dans le calorimètre ;
- La sauvegarde des données est réalisée par le programme principal *nemos* dans un format proche du format des données réelles (basé sur PAW [94] puis converti durant l'analyse en un format ROOT [87]). Afin de réduire au mieux l'influence sur les observables mesurées que pourrait avoir la connaissance d'une information, les parcours, les énergies d'émission etc. ne sont pas conservés. Seuls certains paramètres indispensables, tel que le nombre d'événements générés ou la position des vertex simulés sont sauvegardés et constituent la seule différence avec le format de données réelles.

Bien que proches de la réalité, les données générées ne prennent pas en compte certains paramètres tels que le vieillissement du détecteur (dégradation de fils Geiger, baisse de résolution du calorimètre), mais aussi son évolution en gain et en résolution temporelle. Le programme d'analyse présenté en section 4.2 contient une bibliothèque gérant la dégradation des données simulées afin qu'elles correspondent au mieux aux conditions réelles, dont la mesure est développé en section 2.1.8.

4.2 Le système d'analyse collaboratif NAT++

Le système d'analyse NAT++ (**NEMO3 Analysis Toolkit in C++**) est destiné à l'analyse de données de NEMO3 et est un projet communautaire développé au sein de la collaboration internationale NEMO. Il a été développé et utilisé dans le cadre de cette thèse. Cette section en donnera l'ambition, la description de chaque composante et détaillera les travaux de développement principaux.

4.2.1 Description et ambitions de NAT++ au sein de NEMO3 et SuperNEMO

La première ambition de NAT++ est bien sûr l'analyse et la recherche des différents types d'événements double bêta de différents canaux mesurée par NEMO3. De tels programmes d'analyse existaient déjà dans la collaboration. La création d'un tel projet répondait à d'autres besoins. La première nécessité est celle d'une vérification croisée des résultats. Un second programme d'analyse développé indépendamment et selon des principes différents devrait donner des résultats comparables et pouvoir apporter confirmation à l'analyse finale.

La seconde motivation est de moderniser et de hiérarchiser les différents outils d'analyse afin de les rendre exploitables à long terme, c'est à dire pour les projets futurs tels que SuperNEMO. Tout d'abord le programme d'analyse classique (`nemor`) est totalement dédié à NEMO3, en conséquence souffre d'une structure monolithique et difficilement portable pour un autre détecteur. Il est de plus basé sur des outils en Fortran et PAW (Physics Analysis Workstation [94]). Bien que fonctionnel, le Fortran est progressivement délaissé dans la communauté scientifique, ce qui prive l'analyse des outils les plus modernes. En conséquence, tout ce qui a été développé dans `nemor` ne sera pas utilisé en dehors de NEMO3.

La dernière motivation est d'offrir un travail de développement le plus souple, le plus clair et le plus fondamental possible. Le but est d'éviter le phénomène d'analyse préformatée, dont les seules possibilités sont le choix des coupures appliquées sur les observables de l'expérience. Ce type d'analyse gêne non seulement la formation et l'apprentissage du développement et de l'utilisation d'outils informatiques pour la physique, mais aussi la créativité et l'apparition de nouveaux processus d'analyse originaux. Ces processus originaux sont importants car ils peuvent compléter et améliorer l'acuité du détecteur de manière significative durant l'analyse de données. Ces problèmes d'analyse préformatée peuvent apparaître dans le cas de `nemor` qui a aujourd'hui atteint un point de maturité très avancé, et qui est techniquement utilisable sans connaissances approfondies de l'expérience ou encore de la physique étudiée.

La première implémentation de NAT++ a été réalisée en 2005 dans le cadre de la thèse de Mathieu Bongrand en collaboration avec F. Mauger et Y. Lemièrre du LPC Caen [84]. Bien que le programme soit déjà rapide et performant, il souffrait de plusieurs lacunes telles que l'absence de visualisation ou encore de calcul de temps de vol poussé. De plus

une expérience telle que NEMO3 offre une complexité expérimentale et physique telle que, avec les moyens disponibles, plusieurs années de développement sont nécessaires. Plusieurs générations d'étudiants en thèse se sont succédées et se succèdent encore. Afin de conserver un échange constant et un développement collaboratif le projet est distribué via le logiciel de gestion de version Subversion. De cette manière chaque utilisateur peut apporter ses propres améliorations et ses propre corrections, des plus mineures aux plus essentielles.

Aujourd'hui, malgré le démantèlement de NEMO3, NAT++ reste un projet dynamique et en développement constant. Il est notamment exploité auprès du Laboratoire Linéaire Paris 11, à l'Université de Manchester, au LPC Caen et au CENBG pour l'analyse des données de NEMO3.

4.2.2 Structure générale

Le programme NAT++ est composé de onze composantes dédiées à NEMO3. Ces composantes sont dépendantes de bibliothèques développées au sein de la collaboration et utilisées aussi notamment pour les programmes d'analyse et de simulation de SuperNEMO. Elles sont elles mêmes dépendantes de bibliothèques externes, scientifiques ou généralistes. Cette section développera le détail de ces programmes et bibliothèques en fonction de leur importance pour NAT++ et de l'implication de ce travail de thèse dans leur développement.

Langages, compilateurs et interpréteurs utilisés

bournc, **bash**, **GNU make**, **m4**, **autotools** sont les interpréteurs utilisés pour les configurations, compilations et constructions des différentes bibliothèques de NAT++.

GNU gcc/g++ 4.5 est le compilateur principal utilisé pour les partie du programme codé en C et en C++. La quasi totalité de NAT++ est développée en C++ afin de permettre la portabilité de ses composantes vers les programmes d'analyse et de simulation de SuperNEMO.

gfortran est le compilateur des éléments d'origine de nemor et de leur dépendances. Cela concerne principalement la reconstruction des traces et l'étalonnage.

Python 2.6 est utilisé pour l'interface de programmation permettant d'utiliser NAT++ avec le langage python pour l'utilisateur final.

Bibliothèques externes Ce paragraphe donne des informations sur les bibliothèques indépendantes utilisées par NAT++.

CERNLIB est une bibliothèque de physique généraliste en fortran77 développée par le CERN. NAT++ y puise des éléments pour le programme de reconstruction des traces.

CLHEP (Class Library for High Energy Physics) est une bibliothèque de physique des hautes énergies en C++ développée par le CERN. NAT++ y puise notamment les objets géométriques nécessaires pour la reconstitution géométrique du détecteur et des traces reconstruites.

GSL (GNU Scientific Library) est une bibliothèque scientifique généraliste fournie par la fondation GNU. NAT++ y puise notamment les algorithmes de génération aléatoire et les différents outils nécessaires aux ajustements de fonctions.

MySQL (SQL pour Structured Query Language) est un système de gestion de base de données. Il est utilisé pour la consultation d'informations sur le détecteur et les acquisitions analysées.

ROOT est une bibliothèque d'analyse de données développée par le CERN. NAT++ l'utilise pour l'exploitation des fichiers de données brutes, conservées sous la forme d'arbre de données (TTree). Elle est aussi souvent utilisée pour l'analyse finale par l'utilisateur.

gnuplot est un programme de visualisation gratuit mais non libre. NAT++ l'utilise notamment pour la visualisation du détecteur et des événements reconstruits.

Boost est une collection de bibliothèques généralistes développée par une communauté d'individus et d'organisations. Une grande partie de leur bibliothèque est intégrée ou influence le développement des bibliothèques standards du C++. Elle est utilisée notamment pour ses solutions de sérialisation¹.

Bibliothèques issues de la collaboration Ce paragraphe développe les dépendances de NAT++ développées au sein de la collaboration internationale. Bien que souvent créées avec NAT++, ces dépendances ne sont pas exclusivement dédiées à NAT++. Elles sont déjà utilisées par les programmes d'analyse et de simulation de SuperNEMO.

myGSL est une extension en C++ de la bibliothèque GSL développée afin de répondre plus précisément aux problématiques posées par la collaboration (analyse de données mais aussi acquisition MATACQ32). Elle contient notamment des méthodes de minimisation, d'ajustement et de recherche de régions d'intérêt dans les données

1. Formatage et enregistrement d'une structure ou d'un objet informatique

datatools est un outil exploitant notamment Boost [86]. Il contient une mise en forme et une standardisation de la sérialisation des données étalonnées et analysées de NEMO3. Il y inclut le concept de propriétés, c'est à dire un enregistrement de métadonnées² extensibles. De cette manière une information non prévue par les concepteurs et les développeurs de NAT++ peut être conservée et réutilisée. C'était par exemple le format d'enregistrement des informations relatives au temps de vol avant leur formalisation finale. La dernière fonction essentielle fréquemment utilisée par NAT++ est la gestion de fichier de configurations. Cette fonction permet d'extraire des variables de fichiers textes à la lecture facilitée, afin que l'utilisateur puisse aisément modifier le comportement du programme final sans avoir à le compiler systématiquement. L'utilisation des outils de datatools passe par l'héritage d'objets C++. Cet outil est aussi utilisé par l'analyse et l'acquisition BiPo et du banc DEL, présentés dans le chapitre 3.

geomtools est un puissant outil de géométrie. Il permet la définition de courbes, de droites et de volumes. Il est utilisé pour la définition géométrique de détecteurs et des traces reconstruites.

pkgtools est un outil générique de conception des bibliothèques. Bien que non indispensable pour l'utilisation de NAT++, il a permis de fournir une structure standardisée et compréhensible à chaque élément, quel que soit son concepteur d'origine. Il permet entre autre de compléter les outils développés au sein de la collaboration par de nouveaux objets. Cela qui maintient la structure de NAT++, devenue aujourd'hui un standard au sein de la collaboration.

DevSkel est un outil de gestion et de compilation de bibliothèques.

Bibliothèques NAT++ Ce paragraphe présente les bibliothèques dédiées à NEMO3. Cela n'exclut pas les portages pour les programmes d'analyse et de simulation de Super-Nemo, rendus possibles par la standardisation fournie par pkgtools.

N3Arc4se est l'outil qui permet de dégrader les événements simulés afin de reproduire les conditions réelles d'acquisition. Cet outil est essentiel pour l'analyse et est décrit en section 4.3.3. Il permet par ailleurs d'apposer la qualité des acquisitions et les coupures sur les PM sur la simulation, développés dans le cadre de ce travail en section 4.7.1.

N3Calib est l'outil qui permet l'étalonnage des événements en fonction des conditions de l'acquisition. Cet étalonnage dépend des résultats des étalonnages absolus basés sur les sources de ²⁰⁷Bi pour l'énergie de chaque PM et sur les étalonnages relatifs basés sur le laser pour le temps de chaque PM (voir section 2.1.8). Ces informations sont puisées dans la base de données de NEMO3.

2. Données servant à définir ou décrire une autre donnée quel que soit son support

N3Db est le gestionnaire des informations stockées dans la base de données de NEMO3. Il la consulte une fois pour toutes et stocke les informations nécessaires à l'analyse en mémoire. De cette manière, ce gestionnaire permet de limiter la durée de connexion à la base de données. Cela permet un accès très rapide aux informations durant l'analyse. Outre du débogage, des améliorations, notamment d'optimisation et de gestion de nouvelles données, ont été apportées dans le cadre de ce travail.

N3Event contient les modèles d'événements pour chaque étape de la lecture des fichiers bruts jusqu'à la reconstruction des traces en passant par l'étalonnage et la dégradation. Ce modèle facilite notamment l'exportation en format ROOT. L'utilisation de la sérialisation se réalise plus en aval, durant la partie terminale de l'analyse.

N3Geomdef est la description complète de tout le détecteur NEMO3. Il contient la position relative de tous ses éléments.

N3IORoot gère les flux d'entrée et de sortie entre les fichiers de données de format ROOT et les événements définis par les modèles d'événements de N3Event.

N3TrackLAL est le programme de reconstruction des traces dans la chambre à fils. Il est basé sur le programme de reconstruction développé pour nemor et contient certaines améliorations, dont notamment l'extrapolation linéaire et un fit impliquant moins de plans. La simulation et les acquisitions d'étalonnage de ^{207}Bi semblent indiquer que cette méthode donne une définition plus précise du vertex. Le détail est développé en section 4.3.2.

NemoTools est un ensemble d'outils permettant une uniformisation de l'utilisation entre les bibliothèques ROOT, datatools et le reste de NAT++. Il contient par ailleurs des fonctionnalités diverses telles que la conversion de chaînes de caractères en unité du système international ou une mise en forme d'arbre ASCII d'informations, utilisés notamment pour les modes de débogage.

NemoCut est le gestionnaire de coupures basées sur des paramètres physiques standardisés de NAT++. Il s'agit en réalité d'une fabrique³ qui, par héritage, peut créer une coupure sur tout type d'objet, et particulièrement ceux contenant les événements, reconstruits ou non, de NEMO3. Il est complété par les opérateurs logiques AND, OR, XOR etc. Les coupures existantes à l'origine dans NAT++ étaient basiques. Elles concernaient notamment la multiplicité des traces et des scintillateurs et l'énergie des événements.

L'une des améliorations apportées dans l'exploitation de cette bibliothèque par NAT++ a été de diversifier les possibilités de coupures :

- Multiplicités supplémentaires (nombre de scintillateurs associés, nombre de traces)

3. Patron de conception, dans le cas présent il s'agit d'un objet pouvant créer d'autres objets

- Temps de vol (inclusif ou exclusif, interne, externe, traçage gamma... Voir section 4.4)
- Association de scintillateurs et de traces
- Position de vertex sur les sources (de manière nominative)
- Courbure des traces
- Coupure sur les vertex d'origine dans le cas de la simulation. Selon la source, mais aussi de fonctions telles que des gaussiennes afin de restituer des points de contamination dans le détecteur
- Coupure sur la multiplicité des événements avant reconstruction (nombre de scintillateurs et de cellules Geiger déclenchés)

Il est à noter que l'ajout de la possibilité de couper sur les événements à toutes étapes d'étalonnage et de reconstruction fait partie des améliorations apportées.

Programmes d'analyse NAT++ Ce paragraphe présente les éléments terminaux de l'analyse de NEMO3.

N3AnaBase fournit beaucoup d'outils de base pour l'analyse terminale. Il permet l'utilisation de toutes les bibliothèques précédemment décrites. Bien que certains éléments soient déjà fournis et utilisables (par exemple l'étalonnage des acquisitions brutes), il n'y a là que le minimum, chaque utilisateur devant les utiliser à sa manière et créer sa propre analyse. Le modèle d'événement est propre à N3AnaBase et est dénommé `ana_event`. Il contient la totalité des informations contenues dans N3Event plus celles fournies par l'analyse. Ce modèle utilise la sérialisation fournie par `datatools` afin de bénéficier de son extensibilité. Il contient par ailleurs les algorithmes de calcul de temps de vol et de reconstruction du parcours des photons développés dans la section 4.4. Ce programme gère aujourd'hui le mécanisme de multiprocessus développé en 4.5 afin d'optimiser le temps de calcul sur plusieurs microprocesseurs.

N3VisuToy est l'outil de visualisation des événements bruts, reconstruits et analysés. Il est aujourd'hui capable de représenter les traces mais aussi le traçage gamma dans le détecteur. Il est capable d'interpréter les modèles d'événements N3Event `ana_event`.

La documentation Un effort de documentation a été réalisé dans le cadre de cette thèse afin que le code contienne une description pour chaque fonction, chaque objet et chaque méthode (fonctionnelle et mathématique). Cette documentation a été réalisée sous forme de commentaires compatibles avec Doxygen [95]. Elle est mise à disposition publique sur le serveur du CENBG [96].

4.3 Reconstruction d'un événement

Lorsque la multiplicité de mesures PM et des cellules Geiger dans la fenêtre d'un événement est atteinte (section 2.1.7), les données sont sauvegardées dans un format brut de charge et de temps numérisés. Ces données brutes ne sont pas exploitables pour une analyse fine, elles nécessitent un premier traitement afin d'obtenir tout d'abord l'énergie et le temps absolu de chacune, puis une reconstruction de traces à l'aide des cellules Geiger activées. Pour finir la différence de traitement qui existe entre les données réelles et simulées sera abordée.

4.3.1 Temps et énergies du Calorimètre

L'énergie mesurée par les compteurs à scintillation se déduit par la charge mesurée et sur la base des étalonnages absolus présentés en section 2.1.8 et selon l'équation :

$$E = \frac{a \times (ADC - ADC_{pié}) + b}{SIC} \quad (4.3.1)$$

Où ADC est la charge mesurée pour l'événement et le PM considérés, a et b sont les paramètres de l'ajustement affine de l'équivalence charge/énergie (figure 2.1.11), $ADC_{pié}$ est la charge du piédestal du PM considéré, et SIC (Super-Impact Correction) un facteur de correction tenant compte du point d'impact de la particule sur le scintillateur, (déduit de la reconstruction de traces des événements d'étalonnage ^{207}Bi , cet effet peut faire varier le signal mesuré de 7 %).

Le temps numérisé pour chaque PM considéré est relativement différent. La différence systématique est notamment due à leur géométrie, la longueur des câbles et des fibres, de l'électronique etc. Cette différence, notée t_{align} , est corrigée par l'étalonnage absolu en temps basé sur le ^{60}Co présenté en section 2.1.8. Par ailleurs la mesure de temps se déclenche au passage d'un seuil en amplitude du signal. Il faut donc appliquer une correction supplémentaire liée à l'amplitude maximale, donc à la charge totale :

$$t_{corr}(ADC) = p_1 - \frac{p_2}{p_3 \times \sqrt{ADC} + p_4} \quad (4.3.2)$$

où les paramètres p_i se déduisent d'un étalonnage laser spécial durant lesquels l'intensité lumineuse balaye l'équivalent d'énergies entre 0 et 12 MeV.

L'étalonnage relatif décrit en section 2.1.8 permet d'avoir un suivi relatif continu de chacun des compteurs à scintillations. Un paramètre de correction laser supplémentaire, t_{CL} , permet d'obtenir le temps réel t en ns :

$$t = t_{align} + t_{corr}(ADC) + C \times TDC$$

où $C = 53$ ps est le temps d'échantillonnage du temps numérisé, TDC est le temps numérisé.

La précision de ce calcul du temps réel est essentielle pour l'analyse de données, dépendante du calcul de temps de vol développé en section 4.4.

4.3.2 Reconstruction des traces

Lorsqu'une particule chargée traverse la chambre à fils, elle ionise le gaz et provoque une avalanche électronique créant un plasma se propageant le long des fils cathodiques du trajectographe (section 2.1.3). On obtient ainsi une localisation en trois dimensions du passage de cette particule auprès de chaque fil.

Une fois la position de l'énergie déposée sur chacun des fils connue, on peut reconstruire les traces. Seulement les possibilités sont souvent nombreuses et une méthode des moindres carrés pure demanderait tout d'abord une recherche d'un préajustement testant chacune d'entre elles, ce qui peut nécessiter un temps de calcul trop long. Afin de réduire le temps de calcul nécessaire, le programme de reconstruction de NEMO3 se base sur les mêmes principes que ceux utilisés pour NEMO2 : l'automate cellulaire [97, 98].

L'automate cellulaire est un système dynamique évoluant en étapes discrètes. Généralement bi-dimensionnel, il est basé sur une collection de cellules. Chacune d'entre elles peut prendre plusieurs valeurs, généralement entières et sans limite (dans notre cas, démarrant par 0, inactive, ou 1, active). Les lois d'évolution de ces valeurs sont locales car elles dépendent des cellules proches, et sont fixes tout du long de l'évolution. Par ailleurs, l'évolution des cellule doit être simultanée. La figure 4.3.1 résume l'application de ce réseau de cellules dans la construction préliminaire de trace.

Une fois ces traces préliminaires construites, un algorithme cherche à ajuster par moindre carré une pseudo-hélice (constituée d'un cercle sur le plan XY et d'une droite sur le plan ZR) à chacune d'entre elles.

Finalement et si possible, ces pseudo-hélices sont extrapolées jusqu'à la source pour constituer le vertex reconstruit, et vers le calorimètre pour associer un compteur à scintillation. Si ce dernier délivre un signal durant l'événement, il est qualifié de PM associé à une trace.

Par ailleurs, si la courbure de l'hélice est équivalente à la courbure définie par la trajectoire d'un électron dans le champ magnétique du détecteur et provenant de la source, elle sera qualifiée de négative. Dans le cas d'un positron, elle sera qualifiée de positive.

Un algorithme similaire est appliqué aux cellules dites retardées, sauf pour l'extrapolation car au temps de la mesure retardée, l'acquisition du calorimètre est stoppée. Cette reconstruction de trace retardée est notamment utilisée dans la mesure d'activité du ^{222}Rn dans la chambre à fils (section 5.2.1).

4.3.3 Traitement des événements simulés

La première différence essentielle entre la simulation et les données est que les simulations n'ont pas d'activité intrinsèque. NAT++ dispose d'outils afin de pouvoir imposer une activité préliminaire. Cette activité est préliminaire car elle doit être présumée. Elle devra ensuite être pondérée et corrigée pour chaque isotope par l'utilisateur afin de déduire

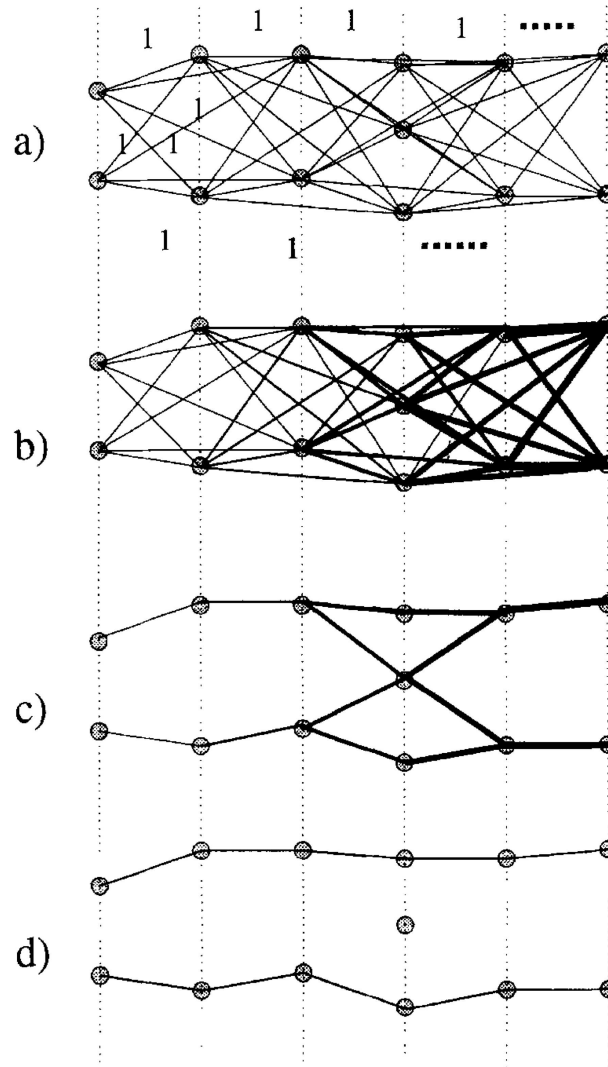


FIGURE 4.3.1: Processus de reconstruction de traces à l'aide de la méthode de l'automate cellulaire :

- a) toutes les cellules actives acquièrent la valeur dite de position 1. Les cellules voisines sont en rapport dit de voisinage, dépendant de la proximité des cellules sur plan XY ;
- b) à chaque incrémentation, chaque cellule augmente sa valeur de position de 1 pour chacune de ses voisines ayant une valeur de position égale (au début de l'incrémention courante). Le calcul s'arrête lorsqu'il n'y a plus aucun changement de valeur de position ;
- c) les cellules ayant les valeurs de position les plus élevées sont considérés comme des extrémités de traces. La continuité de la trace se fait vers les cellules ayant une valeur de position inférieure de 1. Une coupure angulaire est aussi appliquée afin de réduire le nombre d'ambiguïtés ;
- d) les traces sont séparées par des critères de qualité (essentiellement par lissage).

l'activité réelle expérimentale. Cette méthode permet surtout de répartir équitablement les événements dans chacune des acquisitions en fonction de leur durée.

La seconde différence essentielle est l'état de fonctionnement du détecteur. Bien que beaucoup d'erreurs systématiques aient été préalablement intégrées dans la simulation, l'évolution du détecteur au fil du temps n'est pas prise en compte. Ainsi NAT++ est capable de dégrader les acquisitions afin qu'elles soient plus proches de la réalité. Cela concerne notamment les PM et les cellules Geiger éteintes ou désactivées, ce qui influence fortement l'efficacité de la détection. Elle dégrade aussi les résolutions en énergie et en temps en convoluant la résolution standard simulée et un facteur déduit grâce à la résolution réelle mesurée grâce aux acquisitions d'étalonnage (cette dernière étant toujours supérieure ou égale à la première qui est idéale).

4.4 Calcul du temps de vol d'un événement

Parmi les expériences recherchant la double désintégration bêta, la spécificité principale de NEMO3 et de SuperNEMO est d'être des détecteurs de type tracko-calorimètre (voir chapitre 2). Le principe est de mesurer l'énergie des désintégrations, mais aussi de reconstruire le parcours des particules telles que les électrons, les positrons et les particules alpha. Cette possibilité permet une étude plus approfondie de la désintégration double bêta (notamment avec la distribution angulaire entre les deux électrons émis, leur courbure...), mais surtout d'obtenir une excellente discrimination entre le bruit de fond et les événements attendus. Pour réaliser cette discrimination, il est possible de reconstituer la taille du vertex reconstruit entre les différentes particules, de déduire la charge de la particule à partir de la courbure de la trace reconstruite ; due au champ magnétique du détecteur ; et bien d'autres éléments topologiques propres au type d'événement étudié. L'un des éléments les plus intéressants est la mesure du temps de vol (TdV) des particules au sein du détecteur. Afin de reconstituer le déroulement de l'événement, ces TdV permettent de tester principalement deux hypothèses : l'événement est d'origine interne (feuilles source) ou l'événement est d'origine externe (scintillateur, PM, châssis...)

Cela est possible à l'échelle du détecteur NEMO3 (de l'ordre du mètre) grâce à la résolution temporelle du calorimètre (environ 350 ps à 1 MeV) et de son étalonnage temporel précis (voir section 2.1.8). Par ailleurs cela concerne tout type de particule pouvant déposer son énergie dans le calorimètre et avoir un vertex d'origine reconstructible.

Mais le calcul nécessaire n'est pas trivial dans une géométrie aussi complexe que celle de NEMO3, impliquant beaucoup de paramètres libres. La technique utilisée par NAT++ décrite en première partie de cette section a été développée dans le cadre de cette thèse, mathématiquement et informatiquement parlant.

Il est important de dire que les rayonnements gamma peuvent avoir un parcours complexe dans le détecteur. En effet, il arrive assez souvent qu'après avoir déposé une partie de leur énergie par effet Compton dans un premier scintillateur, ils en ressortent, déposent une partie de leur énergie dans un deuxième scintillateur, et ainsi de suite, jusqu'à ne plus avoir suffisamment d'énergie. La seconde partie de cette section décrira une nou-

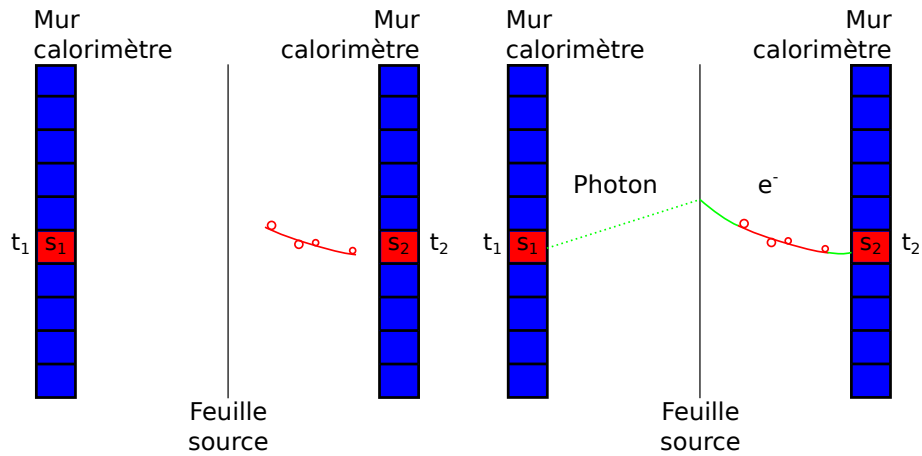


FIGURE 4.4.1: Topologie minimale reconstruite (gauche) et extrapolée (droite) afin de procéder au calcul des temps de vol. On considère que les dépôts d'énergie dans les scintillateurs non associés à une trace ont comme origine le vertex reconstruit. La charge de la particule est déduite de la courbure de la trace reconstruite (imposée par le champ magnétique).

velle possibilité de NAT++ de reconstruction du parcours des photons dans le détecteur, développée dans le cadre de cette thèse. Cette méthode est dénommée Traçage Gamma (officiellement Gamma tracking au sein de la collaboration).

En conclusion la dernière partie présentera les résultats généraux des différentes méthodes de TdV.

4.4.1 Théorie du calcul classique de temps de vol et de ses probabilités

Dans le cas des désintégrations de demi-vie très longue, la première difficulté est la réduction du bruit de fond. Bien que la sélection d'événements reconstruits, ne contenant que deux électrons de même origine sur la feuille source représente déjà une bonne coupure, certains événements de bruit de fond peuvent donner la même topologie (par création de paires, erreurs de reconstruction etc.). Dans beaucoup de cas, seule une description du déroulement temporel de l'événement peut permettre une différenciation fiable. Pour émettre une hypothèse sur le déroulement temporel d'un événement, il faut un dépôt énergie dans au moins deux scintillateurs du calorimètre et une trace dans la chambre à fils. Cette trace, après une éventuelle extrapolation, doit par ailleurs être géométriquement associable avec un des PM mesurant un des dépôts d'énergie et un vertex reconstruit sur l'une des feuilles sources. Chacun des dépôts d'énergie mesurés dans un PM n'étant pas associé à une trace est interprété comme déclenché par un rayonnement gamma ayant comme origine le vertex reconstruit. La figure 4.4.1 représente ces topologies minimales.

Temps de vol pour les deux hypothèses principales La première étape pour le calcul des TdV est de considérer une hypothèse et de l'exprimer en termes de sommes des temps mesurés par les PM. Dans le cas idéal, cette somme, calculée d'abord théoriquement puis en fonction des temps mesurés, doit être nulle. En pratique ces temps dépendent de la résolution expérimentale, donc ce sera la proximité de cette différence avec zéro qui indiquera la pertinence de l'hypothèse considérée.

Le calcul du temps théorique de l'événement, en fonction de l'hypothèse, est déduit du temps de parcours théorique de chaque particule du vertex reconstruit au scintillateur touché, ou inversement, du scintillateur touché au vertex reconstruit. Pour la particule hypothétique i de l'événement, t_{th_i} , son temps de parcours théorique, se déduit de l'équation relativiste :

$$t_{th_i} = \frac{l_i}{\beta_i c} \text{ avec } \beta_i = \frac{\sqrt{E_i(E_i + 2m_0c^2)}}{E_i + m_0c^2} \quad (4.4.1)$$

Où m_0 est la masse de la particule au repos, E_i est l'énergie corrigée (section 2.1.8), l_i est le parcours reconstruit de la particule et c est la vitesse de la lumière dans le vide. Pour une particule chargée ayant déclenché la chambre à fils, l_i est déduit de la reconstruction de la trace. Dans le cas d'un photon, il s'agira de la distance entre le vertex reconstruit et le scintillateur touché. Une fois tous les temps déduits, les différentes hypothèses peuvent être construites.

L'hypothèse externe concerne surtout le bruit de fond. En effet, les événements arrivant effectivement de l'extérieur de la chambre à fils proviennent :

- des rayonnements cosmiques (muons), mais la profondeur de l'installation (4800 m d'équivalent eau) rend ce bruit négligeable,
- de la roche du laboratoire souterrain (neutrons et rayonnement gamma), négligeable car suffisamment réduits par les blindages ;
- du détecteur lui même (verre des PM, impuretés dans le châssis etc.), source principale du bruit de fond externe, mesuré au préalable à l'aide de détecteurs HPGe durant la construction (Tableau 5.3.1).

Ce bruit de fond est le sujet de l'étude menée en section 5.3.1.

La topologie mesurable typique des événements externes se décrit par le dépôt partiel de l'énergie d'un photon dans un scintillateur. Ce photon va ensuite rencontrer la feuille source où il créera une ou plusieurs particules secondaires (par création de paires, effet Compton ou émission Möller), qui iront à leur tour éventuellement déposer leur énergie dans d'autres scintillateurs du calorimètre.

La figure 4.4.2 représente ce cas simple et fréquent. Le problème étant que ce photon peut avoir suffisamment d'énergie pour imiter la topologie d'un événement de désintégration double bêta vers un état excité. Sans calcul de temps de vol, ce genre d'événements est impossible à séparer des événements recherchés.

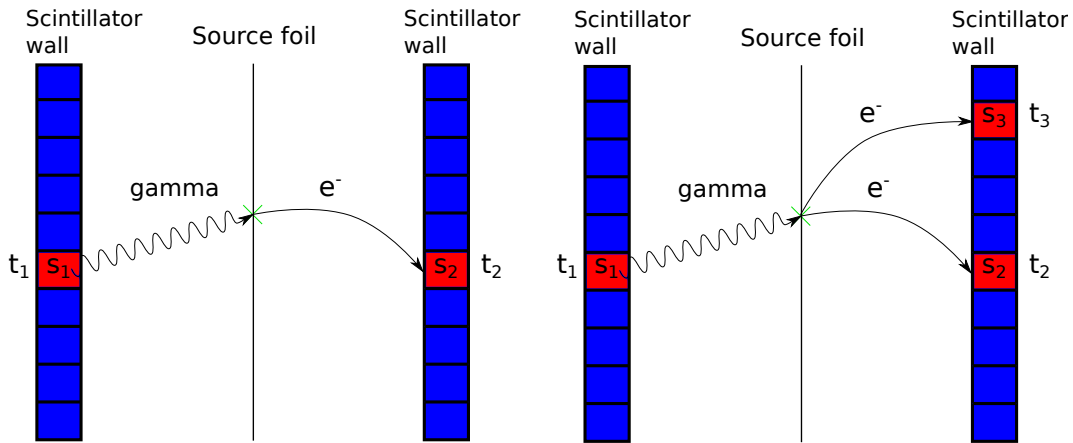


FIGURE 4.4.2: Exemple d'événements traversant du type $1\gamma 1e$ et $1\gamma 2e$. Le vertex du rayonnement gamma peut par exemple se trouver dans le PM (désintégration de ^{208}Tl dans le verre), déposant partiellement son énergie dans le scintillateur associé S_1 . Ce rayonnement gamma produit un (gauche) ou deux (droite) électrons dans la source par création de paire ou simple/double effet Compton. Ces électrons quittent la source et déposent leur énergie dans d'autres scintillateurs (S_2 et S_3).

Pour établir une hypothèse externe, un temps d'arrêt et de départ doivent être choisis. À partir de ce point, il sera considéré que les temps donnés en figure 4.4.2 sont tels que $t_1 < t_2 < t_3$. L'hypothèse est basée sur la comparaison entre les temps de vol théoriques et expérimentaux de chacune des paires de particules. Dans notre cas :

$$\Delta t_{ext}^{e_n\gamma} = (t_{e_n}^{th} + t_{\gamma}^{th}) - (t_{e_n}^{exp} - t_{\gamma}^{exp}) \quad (4.4.2)$$

$$\Delta t_{ext}^{e_2e_3} = (t_{e_2}^{th} + t_{e_3}^{th}) - (t_{e_3}^{exp} - t_{e_2}^{exp}) \quad (4.4.3)$$

Où $\Delta t_{ext}^{e_n\gamma}$ est le temps hypothétique externe pour l'électron e_n et le photon γ et $\Delta t_{ext}^{e_2e_3}$ est le temps hypothétique externe pour les particules e_2 et e_3 . t_p^{th} et t_p^{exp} sont respectivement le temps de parcours théorique et le temps de parcours mesuré pour la particule $p = e_n, \gamma$. e_n est l'électron dont la trace reconstruite est associée au scintillateur S_n . Étant donné que le calcul du temps hypothétique externe est effectué pour chaque paire de particules, n vaut 1 ou 2. Dans le cas général, ce calcul concerne toujours au moins un électron, afin d'avoir un vertex reconstruit. Plus la valeur de ce temps hypothétique est proche de zéro, plus l'hypothèse est statistiquement vraisemblante.

L'hypothèse interne est nécessaire afin de discriminer le signal et les événements externes mal reconstruits. En effet, ces derniers peuvent donner un calcul de temps hypothétique externe bien différent de zéro sans être forcément d'origine interne (notamment dans les cas de reconstruction partielle). Ainsi non seulement les événements de temps hypothétique externe proche de zéro seront exclus, mais aussi ceux ayant un temps hypothétique interne trop différent de zéro.

Mais ce calcul de temps hypothétique interne ne suffit pas non plus à supprimer la totalité du bruit de fond externe car une partie offre une topologie typique de la désintégration double bêta ; en terme de reconstruction et d'énergie ; et rien ne permet de la différencier. Dans ce cas plus rien ne permet de réduire ce bruit de fond, seule une étude du ratio événements sur bruit de fond basée sur la simulation permet d'en évaluer les composantes.

Le bruit de fond interne, quant à lui, a deux origines :

- Contamination interne du détecteur (impuretés, émanations de radon, dépôt de ^{214}Bi etc.)
- Externe, de même composition que le bruit de fond externe (tableau 5.3.1)

Dans le cas d'une origine externe, il peut ne pas y avoir de dépôt d'énergie dans le calorimètre ni de trace laissée par la particule primaire (généralement un rayonnement gamma). Elle restera donc non détectée, et l'origine de l'événement pourra se confondre avec les double désintégrations bêta. Les générations possibles d'une topologie d'événements double bêta sont représentées en figure 5.0.2 de la section 5.

La construction du temps hypothétique interne est très semblable à celle du temps hypothétique externe, mis à part que le vertex reconstruit est considéré comme étant le point de départ temporel. La topologie donnée par la figure 4.4.2 donne alors les équations :

$$\Delta t_{int}^{e_n \gamma} = (t_{\gamma}^{th} - t_{e_n}^{th}) - (t_{\gamma}^{exp} - t_{e_n}^{exp}) \quad (4.4.4)$$

$$\Delta t_{int}^{e_2 e_1} = (t_{e_3}^{th} - t_{e_2}^{th}) - (t_{e_3}^{exp} - t_{e_2}^{exp}) \quad (4.4.5)$$

Où $\Delta t_{int}^{e_n \gamma}$ est le temps hypothétique externe pour l'électron e_n et le photon γ et $\Delta t_{int}^{e_2 e_3}$ est le temps hypothétique interne pour les particules e_2 et e_3 , t_p^{th} et t_p^{exp} sont respectivement les temps de parcours théorique et de parcours mesuré pour la particule $p = e_n, \gamma$. e_n est l'électron dont la trace reconstruite est associée au scintillateur S_n . Étant donné que le calcul du temps hypothétique interne est effectué pour chaque paire de particules, n vaut 1 ou 2. De la même manière que dans le calcul du temps hypothétique externe ces équations donnent un ensemble de différences entre le temps hypothétique internes théorique et le temps hypothétique interne mesuré pour chaque paire de particules impliquant au moins un électron. Plus ce temps hypothétique est proche de zéro, plus l'hypothèse est statistiquement vraisemblante.

Distribution des temps hypothétiques. La figure 4.4.3 représente la distribution en temps $\Delta t^{e_1 e_2}$ d'hypothèse interne et externe pour deux électrons d'événements simulés internes ($2\beta 2\nu$ dans les feuilles de ^{100}Mo) et externes (^{208}Tl dans le verre des PM). On peut y distinguer deux structures en forme de papillon se superposant. La plus grande structure correspond aux événements n'impliquant que les PM des murs externes et internes. La plus petite correspond aux événements impliquant les PM des pétales inférieurs et supérieurs. Les valeurs des $\Delta t_{int}^{e_1 e_2}$ des événements externes simulés et le $\Delta t_{ext}^{e_1 e_2}$ des événements $2\beta 2\nu$ simulés sont en moyenne cinq fois plus proches de 0 pour les événements n'impliquant les PM des pétales que les événements impliquant que des PM des murs

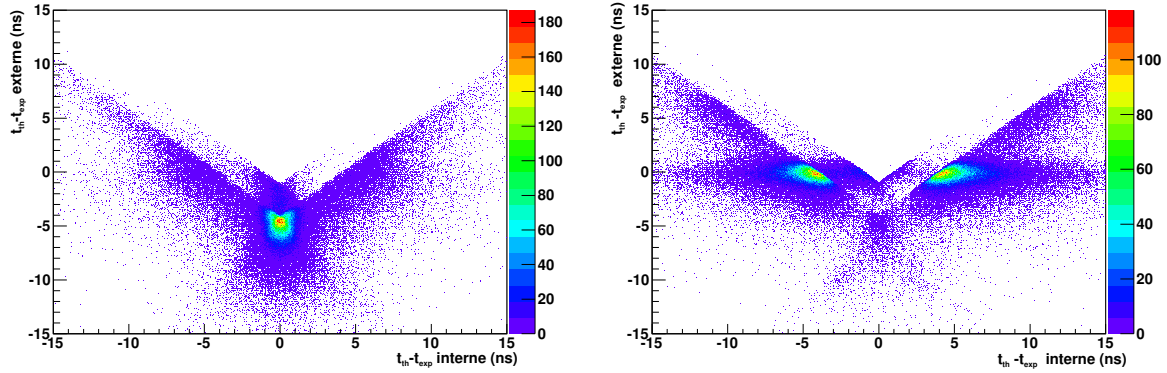


FIGURE 4.4.3: Distribution des temps hypothétiques :
 Gauche : événements simulés $2\beta 2\nu$ dans les feuilles de ^{100}Mo .
 Droite : événements simulés de désintégration de ^{208}Tl dans le verre des PM.

car ils sont géométriquement plus proche des feuilles sources. Cela implique une moins bonne discrimination des événements d'origine interne et externe et justifie généralement l'exclusion des PM des pétales pour les analyses finales.

Estimation de l'erreur sur les distributions de temps. La distribution des temps hypothétiques peut être utilisée pour une analyse préliminaire. Mais l'étude des TdV peut être plus poussée. Le stade suivant pour les calculs de probabilité de TdV passe par l'estimation des erreurs sur les temps mesurés et les temps théoriques, car un temps hypothétique ayant une erreur faible ne peut pas être traité de la même manière qu'un temps de vol ayant une erreur forte. Cette erreur dépend de plusieurs paramètres tels que l'énergie, la résolution temporelle des scintillateurs etc. La méthode, qui est utilisée pour prendre en compte ces erreurs, est dite du χ^2 pouvant être exprimée par :

$$\chi_{hyp}^2 = \frac{\Delta t_{hyp}^{p_1 p_2}}{\sigma_{tot}^2} \quad (4.4.6)$$

Où $\Delta t_{hyp}^{p_1 p_2}$, défini par les équations 4.4.2, 4.4.3, 4.4.4 et 4.4.5, est le temps hypothétique *hyp* (interne ou externe) pour les particules p_1 et p_2 dont la trace est reconstruite (électron ou positron) ou non mesuré (rayonnement gamma). σ_{tot}^2 est la somme quadratique de toutes les erreurs, sur les temps théoriques et les temps mesurés.

Plus tard, le calcul permettant de remonter la probabilité donnée par un χ^2 sera développé.

L'erreur sur le temps mesuré est la plus facile à estimer grâce à l'étalonnage relatif des PM, développé en section 2.1.8. En effet, les mesures réalisées grâce au laser permettent d'étalonner le temps réel de chacun des PM en fonction du canal de leur temps numérisé (TDC pour Time to Digitize Conversion). La distribution en temps de

ces mesures donne la résolution intrinsèque de chaque PM. La résolution intrinsèque du laser doit, elle aussi, être prise en compte. Les résultats de cet étalonnage sont stockés dans la base de données ; σ_{exp} définira leur somme quadratique.

L'erreur sur le temps théorique dépend de plus de paramètres que l'erreur sur le temps mesuré car elle est basée sur un postulat de parcours reconstruit.

La première erreur qui doit donc être prise en compte est l'erreur en temps intrinsèque au PM et au scintillateur. Il s'agit de l'équivalent de la résolution temporelle mesurée à l'aide du laser. Elle dépend de la constante de désintégration du scintillateur, caractérisée en laboratoire, et de la fluctuation du temps de transit des électrons dans le PM. Elle est notée σ_T et s'écrit :

$$\sigma_{T_i} = \sqrt{\frac{\tau_{sc}^2 + fwhm_{trans}^2/2\sqrt{2\ln 2}}{E \times (2\sqrt{2\ln 2}/FWHM(\text{PM}))^2}} \times (1. + Vg) \quad (4.4.7)$$

Où $\tau_{sc} = 4.6$ ns est la constante de désintégration du scintillateur, $fwhm_{trans} = 1$ ns est le temps de transit, E est l'énergie de la particule incidente en keV, $FWHM(\text{PM})$ est la résolution du PM à 1 MeV et $Vg = 0.25\%$ est un facteur d'ajustement empirique du nombre de photo-électrons des scintillateurs.

Il est à noter que $FWHM(\text{PM})$ est la valeur de résolution mesurée par les étalonnages laser, mais aussi par l'étalonnage absolu spécial réalisé grâce à des sources de ^{60}Co (voir section 2.1.8). En effet, comme décrit dans la section sur le traitement de la simulation dans NAT++ (4.3.3), les erreurs systématiques et la résolution réelle de chaque PM durant l'acquisition simulée sont appliquées via une dégradation des temps et de l'énergie des événements.

La seconde erreur à prendre en compte est l'erreur sur l'énergie réelle de la particule i :

$$\sigma_{t(E_i)} = \sqrt{\left(\frac{t_{th1} \times m_i^2}{E_i \times (E_i + m_i) \times (E_i + 2m_i)}\right)^2 \times \sigma_E^2} \quad \text{où} \quad \sigma_E^2 = E_i \times FWHM^2(\text{PM}) \quad (4.4.8)$$

Où σ_E représente la résolution en énergie du PM à l'énergie E_i , mesurée grâce à l'étalonnage absolu basé sur les source de ^{207}Bi .

La troisième et dernière erreur qui doit être prise en compte est l'erreur de reconstruction σ_{length} . Grâce à la fiabilité de la reconstruction des traces, la seule erreur suffisamment significative est l'impact des photons sur le scintillateur, de ± 5 cm.

L'erreur totale sur un temps hypothétique et l'expression du χ^2 peuvent maintenant être mis en forme. Pour un temps hypothétique à deux particules de l'hypothèse $hyp =$ interne ou externe, l'erreur totale s'exprime par :

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_{exp1}^2 + \sigma_{exp2}^2 + \sigma_{T_1}^2 + \sigma_{T_2}^2 + \sigma_{t(E_1)}^2 + \sigma_{t(E_2)}^2} \quad (4.4.9)$$

L'équation 4.4.6 devient alors :

$$\chi_{hyp}^2 = \frac{\Delta t_{hyp}^{p_1 p_2}}{\sqrt{\sigma_{exp_1}^2 + \sigma_{exp_2}^2 + \sigma_{T_1}^2 + \sigma_{T_2}^2 + \sigma_{t(E_1)}^2 + \sigma_{t(E_2)}^2}} \quad (4.4.10)$$

Calcul de probabilité pour une hypothèse donnée La valeur du χ_{hyp}^2 définie par l'équation 4.4.10 contient toutes les informations sur l'événement et peut très bien être utilisée afin de réaliser la sélection des événements en fonction de leur TdV. Plus sa valeur est proche de zéro, plus l'hypothèse mise en place est statistiquement vraisemblante. Cette façon de voir les choses est fiable, il n'est pas indispensable d'aller plus loin. De plus la fonction $P_\nu(\chi)$, donnant la probabilité pour une valeur χ , est une fonction bijective pour tout degré de liberté ν . Ce qui rend ce calcul mathématiquement inutile. Cependant la distribution de cette fonction pour un jeu d'événements donne des informations supplémentaires, notamment sur la pertinence de la construction de l'hypothèse et de l'estimation de son erreur. Un autre point important est que, contrairement à la distribution du χ_ν^2 , la distribution de $P_\nu(\chi_\nu^2)$ est indépendante de son degré de liberté ν . Cela permet une valeur de coupure globale, que le cas soit simple, ou plus compliqué, comme celui développé en section 4.4.2.

Les informations complémentaires apportées par la fonction $P_\nu(\chi)$ sont de nature qualitative. Mais avant d'aller plus loin, il est important de comprendre que parler du calcul de probabilité d'une hypothèse pour un événement n'est pas tout à fait vrai, cela résulte d'un abus de langage. Le calcul utilisé correspond plus rigoureusement à l'inverse, c'est à dire à la probabilité qu'un événement fasse partie d'une hypothèse.

Une hypothèse appliquée à un jeu de données donnerait une distribution de χ^2 . Ce calcul permet de donner la probabilité qu'une valeur χ_0 d'un événement en particulier fasse partie de cette distribution. La conséquence principale en est qu'une hypothèse dite vraie aura autant de chances de donner une valeur $P_\nu(\chi_0)$ comprise dans l'intervalle $[0, 9; 0, 95]$, $[0, 5; 0, 55]$ ou encore $[0, 01; 0, 06]$. Ainsi, dans une estimation parfaite des erreurs (et très faible comparé aux temps mesurés), un jeu d'événements "d'hypothèse vraie" doit donner une distribution parfaitement constante (figure 4.4.1A), et un jeu d'événements "d'hypothèse fausse" ne doit donner que 0.

Dans un jeu d'événements réels, trois indicateurs permettent de juger de la qualité du calcul de temps de vol :

- La pente. Elle indique une surestimation de l'erreur (pente > 0) ou une sous-estimation de σ_{tot} (pente < 0) (figure 4.4.1 B)
- La composante exponentielle. Normalement proche de 0, elle indique qu'il existe une erreur d'estimation des σ_{tot} dépendante d'un paramètre (énergie, étalonnage en temps...). Lorsque les σ_{tot} sont grands face au temps théorique reconstruit, cela peut aussi indiquer un recouvrement avec les événements "d'hypothèse fausse" (figure 4.4.1 C)

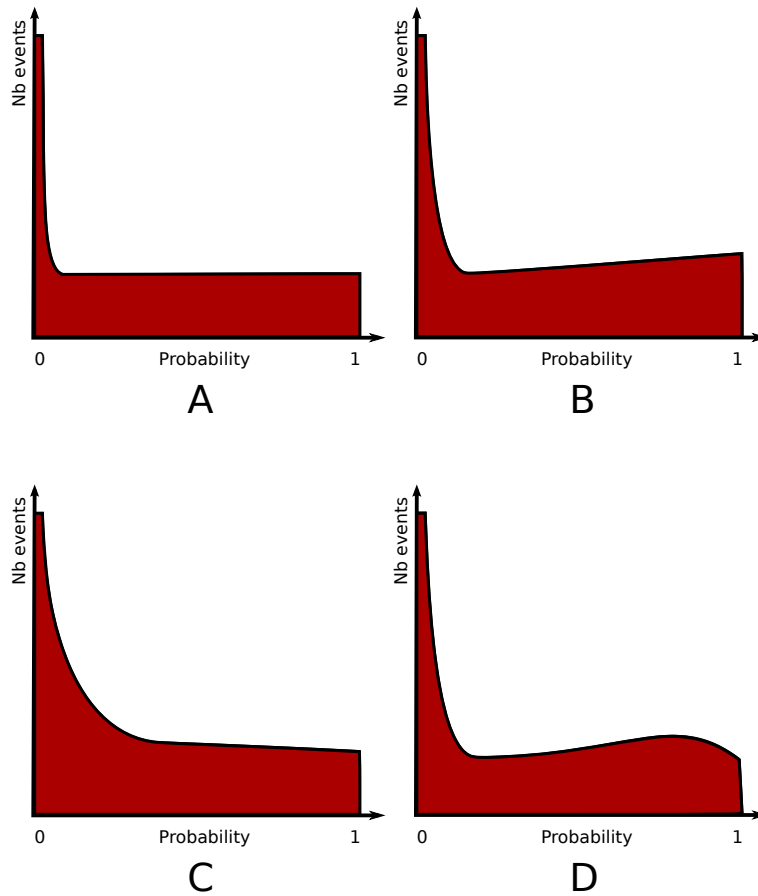


FIGURE 4.4.4: Probabilités pour une hypothèse donnée d'un jeu de données. Normal (A), surestimation de σ_{tot} (B), erreur dépendante d'un paramètre pour le calcul de σ_{tot} (C), erreur structurelle et dépendante du temps pour le calcul de σ_{tot} (D).

- Une structure dans la distribution. Souvent une bosse, cela indique qu'il y a une erreur vis à vis d'un paramètre, ou un mauvais étalonnage. Cela peut aussi indiquer un problème plus profond tel qu'une coupure dépendante du temps en amont des calculs de TdV. (figure 4.4.1 D). Le risque est une perte d'événements après l'optimisation du ratio signal sur bruit.

À titre d'exemple, il est intéressant de noter que la distribution de probabilité interne pour un couple électron-électron montrait une légère pente descendante. Comme décrit dans la figure 4.4.1 cela correspond à une sous-estimation systématique de l'erreur σ_{tot} , évaluée à environ 150 ps. Cette valeur a été par la suite retrouvée dans le TDR de NEMO3 [70] et correspond à la résolution temporelle de l'électronique.

La formulation du calcul de probabilités constitue la dernière étape du calcul de probabilité. Bien que fortement dépendant du nombre de degrés de liberté ν , le point principal de ce calcul peut se résumer en l'intégrale de la distribution du χ^2 de χ_0 , la

valeur calculée pour l'événement courant, et l'infini :

$$\int_{x_0}^{\infty} p(x)dx = \frac{1}{2\Gamma(\nu/2)} \int_{x_0}^{\infty} (x/2)^{\nu/2-1} \exp(-x/2)dx \quad (4.4.11)$$

avec $\Gamma(\nu/2)$ la fonction gamma : $\Gamma(z) = \int_0^{\infty} e^{-t}t^{z-1}dt$.

Le nombre de degrés de liberté est un élément très important pour la distribution de χ^2 , et donc pour la distribution de probabilité $P_{\nu}(\chi)$. Une mauvaise valeur du degré de liberté fausserait totalement cette distribution (notamment en y ajoutant une pente ou encore des structures), et annihilerait complètement l'intérêt de ce calcul face à l'utilisation directe des valeurs de χ^2 .

L'évaluation du nombre de degré de libertés est souvent un problème difficile. Dans les cas les plus simples, il s'agit du nombre total de paramètres indépendants moins le nombre de paramètres contraints indépendants.

Sachant cela, supposons une hypothèse impliquant n particules ayant chacune déclenché un PM. Il y a donc n paramètres dépendants du temps. Seulement le temps du premier dépôt d'énergie mesuré peut être considéré comme le point de départ, c'est à dire qu'il peut être systématiquement ramené à 0. Il s'agit d'un paramètre contraint. Donc le nombre de degrés de liberté est de $n - 1$. Dans le cas du calcul de temps de vol classique, on réalise le calcul par paire de particules, soit :

$$\nu = \nu_{p_1 p_2} = 1 \quad (4.4.12)$$

Plus tard un cas de calcul de temps de vol où le nombre de degrés de liberté est plus grand sera développé.

Distributions d'événements simulés Afin de vérifier la qualité du calcul des probabilités des temps de vol, la distribution de probabilité des deux hypothèses, en fonction de l'origine des événements, est nécessaire. Cette distribution doit respecter les propriétés définies précédemment sur la figure 4.4.1. Les distributions de probabilité pour la simulation et pour les données réelles doivent s'ajuster correctement. La figure 4.4.1 illustre le résultat typique pour un calcul de probabilité de temps de vol d'événements de topologie double bêta d'origine interne ($2\beta 2\nu$) et externe (^{208}Tl). La seule coupure se présente au niveau de la taille du vertex formé par les deux particules, valant au maximum 6 cm. Cette figure montre bien que ces distributions ont une pente presque nulle et une faible composante exponentielle. Mais avant tout elles ne présentent aucune structure, ce qui indique à la fois une bonne évaluation des erreurs mais aussi une bonne reconstruction des événements.

La difficulté dans la comparaison des données de simulation et les données réelles est de s'assurer de la pureté des événements réels. Cela est rendu possible grâce aux acquisitions d'étalonnage absolu. En effet, la fréquence de mesure du détecteur, tout types d'événements compris, est en temps normal de 7 à 10 Hz. Or durant cet étalonnage,

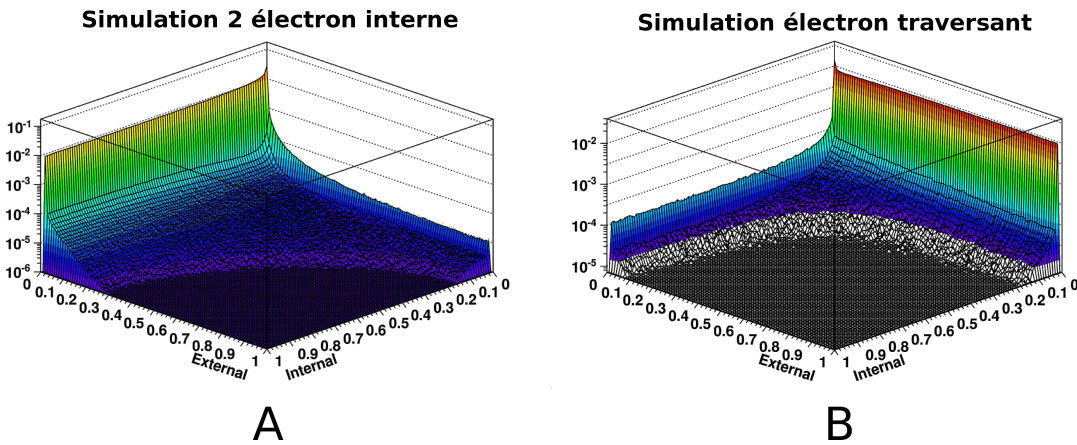


FIGURE 4.4.5: Distributions de probabilités pour des événements simulés $2\beta 2\nu$ dans la feuille source de ^{100}Mo (A) et d'événements de désintégration de ^{208}Tl dans le verre des PM reproduisant une topologie electron-electron provenant de la source, pour les hypothèses internes et externes.

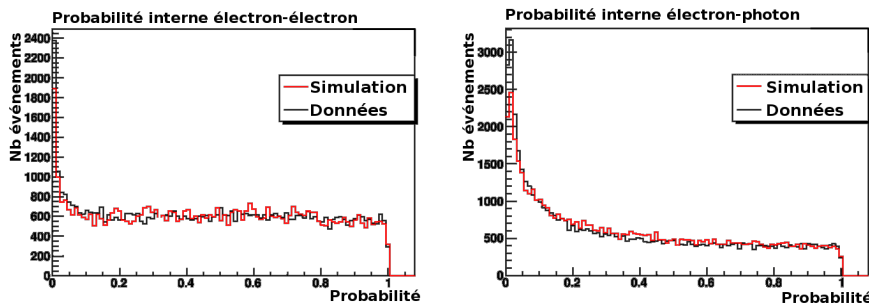


FIGURE 4.4.6: Comparaison des distributions de probabilité pour l'hypothèse interne d'événements provenant des sources d'étalonnage ^{207}Bi simulés (rouge) et réels (noir) de topologie électron-électron (gauche) et électron-gamma (droite).

soixante sources d'une activité d'environ 180 Bq chacune sont mises en place. Une coupure supplémentaire sur l'origine des vertex permet alors d'avoir l'assurance de ne mesurer que des événements provenant de la source. La comparaison des distributions de probabilité de l'hypothèse interne des événements simulés et réels est donc possible. Le résultat est figuré en 4.4.6.

On constate dans cette figure une bonne correspondance simulation-données. Il est à noter que pour le cas électron-gamma, l'étude du traçage gamma développé en section 4.4.2 a permis une meilleure compréhension des erreurs impliquant la mesure des événements contenant des rayonnements gamma réels et leur différence avec la simulation. Cela a permis de supprimer toute divergence. La résolution temporelle du calorimètre est beaucoup plus faible pour les rayonnements gamma, au point de devenir non négligeable

face au temps de parcours des photons dans le détecteur. Il en résulte une composante exponentielle plus importante que pour les événements électron-électron.

Utilisation au sein de NAT++ : Ces calculs ont été implémentés afin de fonctionner grâce à l'outil d'analyse NAT++. L'utilisateur final dispose de bibliothèques simples d'utilisation capables de stocker sous forme de propriétés et/ou d'un objet à accès optimisé, contenus dans l'objet `ana_event` lui-même. Une fois le calcul réalisé, l'utilisateur peut en extraire le temps hypothétique, le χ^2 ou la probabilité pour les hypothèses internes et externes. Pour qu'un couple de particules soit considéré comme interne, la probabilité interne doit être supérieure à un seuil (généralement 0,01) et la probabilité externe doit être inférieure à un autre seuil (généralement 0,01). Durant chaque analyse, la détermination de ces seuils est laissée à l'utilisateur final et se définissent par le ratio signal sur bruit du canal étudié.

4.4.2 Théorie d'une nouvelle reconstruction d'événements : Le traçage gamma

Le calcul des TdV classiques concerne tout type de particule, mais l'événement doit contenir au moins un vertex reconstruit. Seules les particules chargées déclenchent la chambre à fils, et donc fournissent un vertex reconstruit. Il faut donc au moins une particule chargée afin de réaliser le calcul des TdV classiques. Or l'épaisseur des scintillateurs de NEMO3 ne stoppe pas totalement tous les photons. Il n'est donc pas rare qu'un photon ressorte d'un scintillateur en n'y laissant qu'une part de son énergie (par effet Compton), retourne au sein du détecteur, dépose son énergie dans un second scintillateur et ainsi de suite.

Dans une analyse classique, le choix du traitement d'un événement tel que celui-ci dépend de la topologie du type d'événement recherché. Soit il est supprimé, soit il est conservé, et cela en fonction des temps et de l'énergie des comptages secondaires de ce photon.

Dans cette sous-section, une nouvelle façon de considérer ce genre d'événements est proposée : le calcul des TdV de ce type de propagation dans le détecteur, de scintillateur à scintillateur, sans nécessairement dépendre d'un vertex reconstruit. Cette reconstruction sera dénommée traçage de gamma (TG, ou GT pour gamma tracking). Tout d'abord les principes théoriques seront développés, suivis par la méthode de calcul. Pour finir l'utilisation des calculs de TdV pour la mesure des erreurs systématiques dues aux différences entre la simulation et les données sera présentée.

Topologie de construction d'un traçage gamma Il arrive souvent qu'un événement présente plus de PM mesurant une énergie sans être associés à une trace reconstruite que le nombre de rayonnement gamma émis au vertex. Ils seront alors considérés comme des photons qui ne sont ni d'hypothèse interne, ni d'hypothèse externe. La question est :

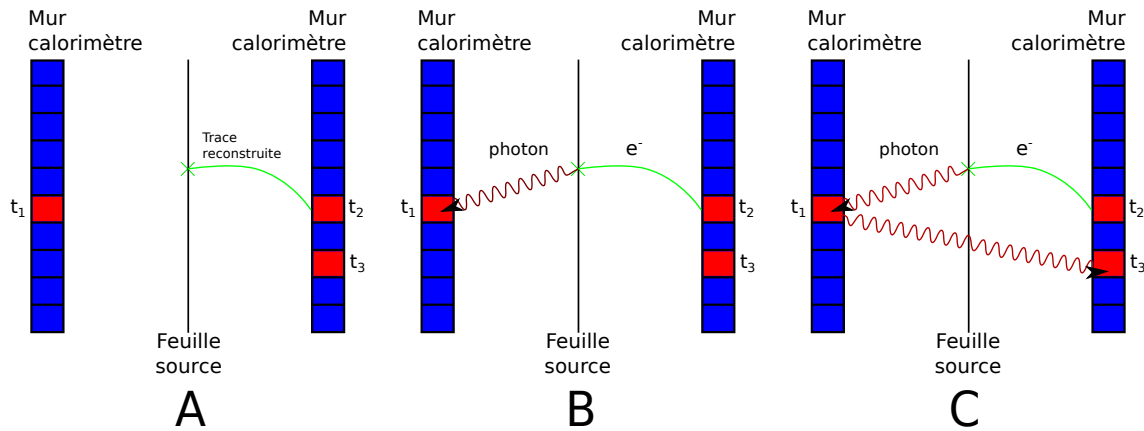


FIGURE 4.4.7: Pour un même événement, après reconstruction de trace :
 A) l'événement contient une trace reconstruite associée à un PM et deux PM non associés ;
 B) le PM non associé au temps t_2 a une bonne probabilité interne avec le vertex reconstruit (donc l'électron). Le PM non associé au temps t_3 n'a aucune probabilité d'hypothèse fiable
 C) le PM non associé au temps t_2 a une bonne probabilité pour l'hypothèse d'un rayonnement gamma traversant et atteignant le scintillateur du PM non associé au temps t_3 . Cela donne un TG de deux PM et un vertex.

que faire de ce genre d'événements ? La figure 4.4.2 illustre le type de réponse que tente d'apporter le TG.

Dans la topologie représentée par cette figure, on peut considérer qu'il n'y a présence que d'un rayonnement gamma provenant du vertex reconstruit et ayant déposé une part de son énergie dans deux PM différents. Cela représente une reconstruction plus complète de l'événement. De plus cela peut offrir une analyse plus robuste. Des mesures de PM qui ne donnent pas de probabilité non nulle selon le calcul de TdV classique et de TG peuvent être considérées comme indépendantes de l'événement réel. Elle proviendra notamment du bruit des PM ou encore d'un TG non reconstructible.

La question de la contamination du TG par des événements coïncidents sera traité en parallèle de la comparaison données et simulation, mais aussi pas la section 4.6 dédiée à l'étude des erreurs systématiques liées au temps mort.

Le principe de reconstruction topologique du TG commence par sa forme la plus simple : une paire de PM. Avant de calculer les probabilités du TG complet, le calcul de la probabilité du TG de chaque paire de mesure de PM de l'événement est nécessaire. Il est par ailleurs à noter qu'il est possible d'intégrer des PM associés à une trace reconstruite ou non. Cela permet de reconstruire les clusters de PM autour des électrons, mais aussi d'étudier certains bruits de fond externes. En effet, des désintégrations sur la surface du scintillateur ou encore dans le verre du PM peuvent induire l'émission d'un rayonnement gamma et d'un électron, dans ce cas de figure le TG peut s'avérer très utile.

Une fois le jeu de probabilité de TG pour chaque paire de PM obtenu, il est possible de les combiner selon toutes les possibilités et d'en extraire toutes les topologies et toutes probabilités possibles.

L'approche mathématique est très semblable à celle utilisée pour le calcul des TdV classiques développé en section 4.4.1. Elle utilise par ailleurs les mêmes équations. La différence fondamentale est que plutôt que des paires électron-gamma et électron-électron, des paires gamma-gamma seront utilisées. Donc, dans l'équation 4.4.1, la distance l_i est la distance entre les deux scintillateurs associés aux PM déclenchés, et les masses des particules des différents composants de la somme 4.4.9 sont nulles. De par ces équations, les valeurs χ_{TG}^2 sont obtenues. Les probabilités $P_{TG}(\chi_{TG})$ de chaque paire de PM sont alors déduites des équations 4.4.6 et 4.4.11. Il n'y a que deux PM, donc, à l'instar du calcul de TdV standard, le degré de liberté $\nu = 1$. Il est à noter que dans une paire de PM le temps de départ sera celui au temps le plus petit, et que cela génère un nombre de combinaisons totales de $\frac{n!}{2}$ où n est le nombre de PM impliqués dans le calcul.

Une fois le calcul des χ^2 du jeu complet réalisé, ils doivent être combinés afin de pouvoir obtenir les probabilités de toutes les possibilités impliquant deux, trois PM et plus.

À titre d'exemple, pour la combinaison $PM_1 PM_2 PM_3$ se déduit des combinaisons $PM_1 PM_2$ et $PM_2 PM_3$. À cause de la dépendance du calcul des probabilités dans le degré de liberté des combinatoires, la combinaison se passe au niveau du calcul du χ^2 . Elle s'exprime par la somme quadratique des $\chi_{PM_{n_1} PM_{n_2}}$ calculés, c'est à dire $\chi_{PM_1 PM_2 PM_3} = \sqrt{\chi_{PM_1 PM_2}^2 + \chi_{PM_2 PM_3}^2}$. De manière plus générale, on peut écrire :

$$\chi_{TG} = \sqrt{\sum_{n=1}^{n=m} \chi_{PM_{n-1} PM_n}^2} \quad (4.4.13)$$

Où m est le nombre de PM impliqué dans le TG considéré.

L'équation 4.4.11 peut donc être appliquée avec un nombre de degrés de liberté $\nu = n - 1$, car il y a n paramètres (le temps de chaque PM), dont un pouvant toujours être réduit à 0 (le PM de départ).

Ce calcul rencontre d'ores et déjà un problème majeur : le nombre total de paires et de combinaisons à calculer. En effet, cela peut s'exprimer par l'équation :

$$nb_{calcul} = \sum_{k=1}^{k=n} \frac{n!}{k!(n-k)!} + (n-k) \quad (4.4.14)$$

avec n le nombre total de PM impliqués. Cela représente 42 calculs pour 5 PM, 1 096 pour 10 PM, et cela peut atteindre aisément plus de 50 000 pour les événements les plus bruyants. C'est un problème car le temps de calcul nécessaire peut littéralement bloquer une analyse. Afin de limiter cet effet, deux méthodes principales peuvent être utilisées : la limitation de l'énergie des PM impliqués à un seuil minimal (dépendant de la qualité de l'étalonnage et de l'analyse souhaitée), et un arrêt des calculs impliquant une combinaison de PM déjà inférieure à un seuil, généralement $P_{TG}^{seuil} = 10^{-3}$.

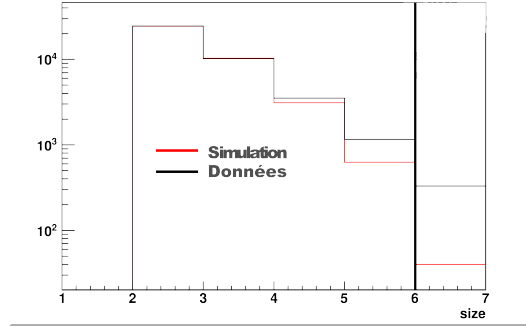


FIGURE 4.4.8: Nombre de compteurs à scintillation impliqués dans les traçages gamma de probabilité supérieure à 0,1 pour les acquisitions d'étalonnage absolu. La ligne noire représente la coupure choisie sur le nombre maximum de compteurs pouvant être impliqués.

L'implication du vertex dans le TG peut être une bonne manière de combiner le calcul classique de TdV et de TG. On peut les combiner grâce à la probabilité interne du premier rayonnement gamma avec le ou les vertex reconstruits. A ce stade toutes les valeurs de χ_{TG}^2 donnant une probabilité supérieure à 10^{-3} et toutes les valeurs $\chi_{\gamma V}^2$ combinant chaque comptage de rayonnement gamma γ avec chaque vertex V sont calculés. Le $\chi_{v_m TG_i}^2$ total s'exprime alors par

$$\chi_{v_m TG} = \sqrt{\chi_{\gamma_n - V_m}^2 + \chi_{TG_{ni}}^2} \quad (4.4.15)$$

où V_m est le vertex associé à l'électron m , TG_{ni} est le i -ème TG partant du PM n .

Erreurs systématiques dues aux différences simulation/données. Afin de valider cette méthode, il est important de tester les distributions de probabilité et le nombre de compteurs à scintillations impliqué dans un traçage gamma. Comme il a été expliqué en section 4.4.1 les acquisitions d'étalonnage ^{207}Bi seront utilisés avec une coupure sur le vertex reconstruit. L'analyse réalisée par la suite contiendra donc des événements à un électron ayant un vertex reconstruit provenant de la fenêtre d'entrée des sources d'étalonnage et un traçage gamma d'au moins deux compteurs à scintillation. La figure 4.4.8 donne le nombre de compteurs à scintillation impliqués dans les traçages gamma de probabilité supérieure à 0,1 pour les données et la simulation.

On constate une divergence qui s'amplifie avec le nombre total de compteurs à scintillation impliqués. Cela peut s'expliquer par une erreur systématique dans la simulation, mais aussi par le fait que plus la taille du traçage gamma est grande, plus la probabilité qu'un PM fortuit s'insère est grande. Afin de minimiser cette erreur systématique les traçages gamma ne peuvent contenir plus de 5 compteurs à scintillation.

La figure 4.4.9 permet de comparer les distributions de probabilité des traçages gamma des événements de simulation pour tout les événements, mais aussi pour les traçages

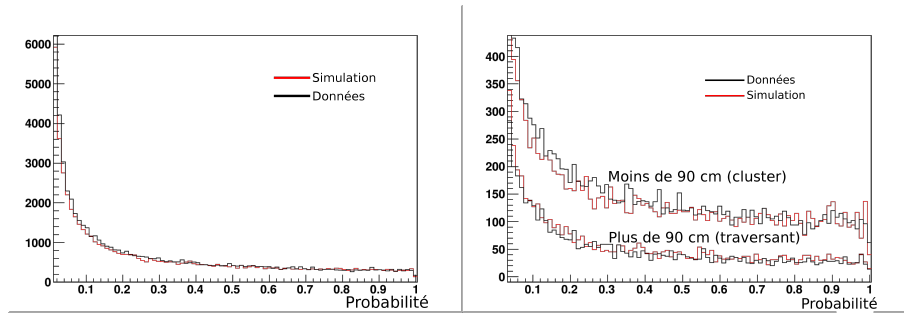


FIGURE 4.4.9: Comparaison de la distribution des probabilités de traçage gamma pour tout les traçages (gauche) et les traçages contenant deux compteurs à scintillation distants de plus et de moins de 90 cm.

gamma ne contenant que deux compteurs distants de plus ou de moins de 90 cm. Cette comparaison permet non seulement de voir s'il y a des divergences entre la simulation et les données en fonction de la distance parcourue par le photon, mais aussi, comme expliqué en figure 4.4.1, s'il y a une structure indiquant une erreur systématique liée à cette distance. Cette divergence est inférieure à 0,5 % dans les deux cas.

Les outils d'analyse contiennent à présent deux analyses de TdV pour comparer et caractériser le temps des composants des événements simulés et réels : le calcul de TdV classique et le traçage gamma. Les deux ont montré une bonne concordance entre les données et la simulation, sous la réserve de la coupure sur le nombre de PM impliqués dans le TG. Ces deux outils seront donc utilisés dans le cadre de cette thèse.

4.4.3 Impact de l'utilisation du traçage gamma dans l'analyse des données NEMO3

Le traçage gamma a eu plusieurs impacts important sur l'analyse des données de NEMO3.

L'amélioration du ratio signal sur bruit

La diminution de l'erreur systématique due au temps mort, présenté en section 4.6

Une nouvelle topologie pour la mesure du bruit de fond externe Ce résultat est le plus inattendu car il est dû à la recherche d'une topologie améliorant le ratio signal sur bruit : l'électron traqué, nommé en analogie au traçage gamma, c'est en réalité la recherche d'un éventuel rayonnement gamma émis par l'électron près de l'entrée du calorimètre. Le but de ce traçage, schématisé en figure 4.4.10, est de récupérer une part de l'énergie éventuellement perdue par interaction avec le gaz ou les fils avant son arrivée dans le scintillateur. Il en a résulté une forte dégradation du ratio signal sur bruit. En effet, cette

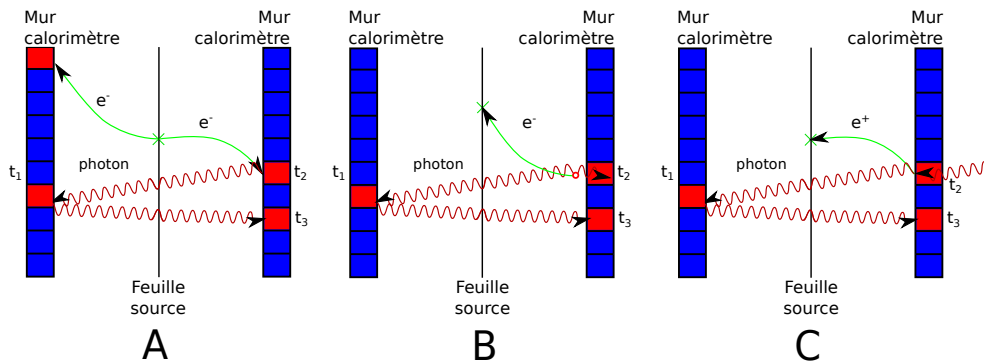


FIGURE 4.4.10: Schématisation de la topologie dite de l'électron traqué pour le cas d'une désintégration double bêta (A), d'une désintégration dans la chambre à fil de ^{208}Tl (B) et provenant d'un rayonnement gamma d'origine externe, accompagné d'un positron généré par création de paire (C).

topologie est aussi équivalente à un vertex proche ou directement situé sur la surface des scintillateur. Ainsi cette topologie s'est révélée extrêmement efficace pour les événements provenant de la radioactivité de la chambre à fils ou d'origine externe. Ainsi un nouveau modèle de bruit de fond externe, développé en section 5.3.1, a pu être proposé, et s'est d'ailleurs avéré nécessaire pour toute analyse impliquant un traçage gamma.

4.4.4 Conclusion et perspectives

L'avenir du calcul de TdV consiste tout d'abord, à l'instar de NAT++ en général, en une amélioration notamment de la part des étudiants en thèse. Cette amélioration passe par une meilleure évaluation des erreurs, notamment pour les rayonnements gamma. Mais elle passe aussi par le développement d'un calcul de probabilité d'hypothèse concernant non pas les couples de particules mais tout les événements dans leur globalité. Cette technique de calcul a déjà donné des résultats encourageants et devrait être disponible avant la fin officielle de l'analyse des données de NEMO3. Avec cette dernière pièce, le calcul des TdV de NAT++ sera très complet, et sera capable de prendre en compte des topologies contenant un traçage des photons, des paires, des trio voire des événements dans leur globalité.

Il consiste aussi en l'implémentation d'outils développés dans cette section pour le programme d'analyse des données de SuperNEMO. Les bases de ce programme existant déjà, ce portage devrait faire partie du futur proche.

4.5 Optimisation du temps de calcul sur plusieurs microprocesseurs

La plupart des ordinateurs modernes utilisés pour l'analyse de données contiennent plus d'un microprocesseur. Or la plupart des programmes d'analyse, dont NAT++, n'exploitent que les capacités d'un microprocesseur. Cela est dû à l'algorithmie séquentielle synchrone, la plus simple à l'élaboration, qui est à la base de NAT++. Il peut se définir en trois phases :

- lecture de données brutes
- analyse de l'événement
- écriture des résultats

Or plus l'analyse de données offerte par NAT++ est complexe et plus le temps de calcul nécessaire est long. Afin de permettre à NAT++ d'optimiser son temps de calcul, un gestionnaire de multi-processus (`thread_mgr`) répartissant les calculs sur plusieurs microprocesseur a été développé dans le cadre de cette thèse.

4.5.1 Déséquentialisation des phases d'analyse

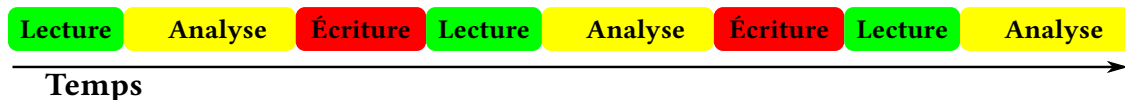
La solution choisie est une déséquentialisation des phases grâce à une mémoire tampon. La figure 4.5.1 représente les trois types de processus gérés par NAT++ :

- Séquentiel. L'analyse suit les phases de lecture, analyse et écriture de manière séquentielle
- Déséquentialisé en trois processus. Les données sont lues une première fois et stockées dans une mémoire tampon. Tandis que ce premier paquet est analysé un second est lu. Tandis que ce second paquet est analysé un troisième est lu et le premier est écrit. Le processus le plus long limite le temps de calcul (généralement la phase d'analyse).
- Déséquentialisé optimisé. Le nombre de processus est fixé par le temps d'analyse afin que ce soient les autres phases qui limitent le temps de calcul (généralement la phase d'écriture). Le nombre de processus est aussi limité par le nombre de microprocesseurs.

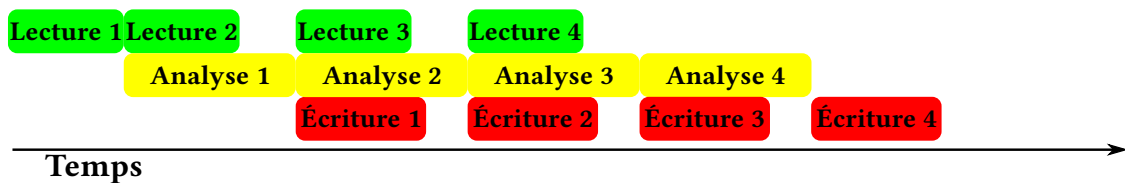
4.5.2 Exemple de temps de calcul optimisé

La figure 4.5.2 représente un exemple de temps réel de calcul de temps de vol pour un jeu de données provenant de NEMO3 sur un ordinateur comprenant huit microprocesseurs. On constate que le temps de calcul ne diminue plus à partir de quatre processus, quatre représentant l'optimum du temps de calcul. Le temps de calcul est plus de deux fois inférieur avec deux processus que dans un calcul séquentiel.

Processus séquentiel



Processus déséquentialisé



Processus déséquentialisé optimisé

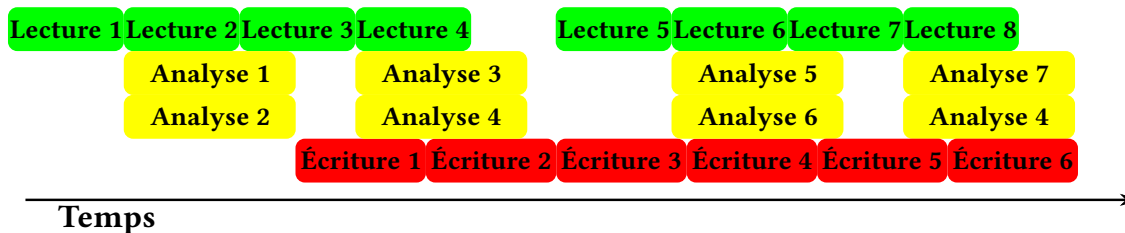


FIGURE 4.5.1: Illustration des trois types de processus gérés par le gestionnaire de processus de NAT++.

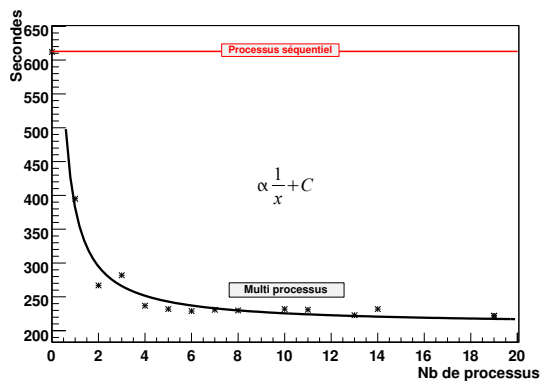


FIGURE 4.5.2: Illustration de la durée d'un temps de calcul de temps de vol pour un fichier de données NAT++.

4.6 Mesure des erreurs systématiques liées au temps mort

Le programme d'analyse NAT++ permet d'étalonner et d'analyser un ensemble d'événements réels ou simulés, l'un après l'autre. Seulement, il existe une différence importante entre les événements réels et les événements simulés : l'impact du temps mort. En effet, dans la simulation, la génération ne prend absolument pas en compte l'empilement des événements, car l'activité totale est a priori inconnue. Cela met en avant une question : Quelle est l'importance du temps mort dans le nombre d'événements réels, et donc sur le calcul de l'efficacité du détecteur ? Cette étude apporte un élément de réponse qualitatif, mais aussi quantitatif, dans les limites des possibilités d'estimation de taux de comptage des différentes composantes.

4.6.1 Présentation de l'étude des acquisitions ^{207}Bi spéciales

Il y a eu trois séries d'acquisitions utilisant le mode de déclenchement pour la recherche double bêta dans lesquels deux ou quatre sources de ^{207}Bi connues ont été placées dans les tubes d'étalonnage. L'Id et l'activité de ces sources sont données dans le tableau 4.6.1.

	date	sources Id	Activité (Bq)
2943-2947	2004-05	72/76	$178.5 \pm 5.1/177.5 \pm 4.8$
3191-3193	2004-06	72/76	$178.5 \pm 5.1/177.5 \pm 4.8$
4786-4793	2006-04	71/72/ 74/76	$177.0/178.5 \pm 5.1/$ $177.0/177.5 \pm 4.8$

TABLE 4.6.1: Numéro d'acquisitions avec sources bismuth, date, identifiants et activités.

Dans le cadre de cette étude, afin de maximiser l'effet de recouvrement des événements et du déclenchement spontané, tout événement contenant une trace retardée ou un PM n'étant pas en temps, quel que soit son énergie, sera exclu.

4.6.2 Analyse classique

Une analyse dite classique a été menée, c'est à dire sans considération pour le temps mort, dans les canaux 1e, 1e1g, 1e1gt (traçage gamma défini en section 4.4.2).

Les coupures utilisées sont minimales : uniquement une trace avec PM associé, et pour le rayonnement gamma, tracé ou non, une probabilité interne supérieure à 0,1. Pour le vertex, à ± 50 mm en z et $\pm 0,05^\circ$ en phi autour des fenêtres d'entrées des sources.

Les distributions d'énergie de chacune des particules et d'énergie totale des événements simulés ont été ajustées par méthode de minimisation de χ^2 aux données réelles, et cela pour chacun des canaux étudiés. À titre d'exemple, les résultats sont représentés dans la figure 4.6.1 pour la source 76 durant les acquisitions 3191 à 3193. La simulation donnant

une efficacité pour chacun des canaux, on peut en déduire l'activité réelle. Le tableau 4.6.2 en résume les résultats.

	sources Id	1e (Bq)	1e1g (Bq)	1e1gt (Bq)
2943-2947	72/76	130/97	136/99	139/104
3191-3193	72/76	124/129	129/136	132/136
4786-4793	71/72/ 74/76	111/114/ 115/116	118/119/ 119/121	122/128/ 122/120

TABLE 4.6.2: Acquisitions avec sources bismuth, mesures d'activité sans prise en compte du temps mort.

Il est tout d'abord à noter que l'analyse a été réalisée en ignorant les PM et les cellules Geiger indiqués comme bruyants, car le mode de déclenchement n'est pas adapté à ces taux d'activité, ce qui rend indifférenciables les PM/cellules Geiger non bruyants des bruyants.

Ensuite, la source 76 dans les acquisitions numéro 2943 à 2947 présente des problèmes de longueurs de traces, d'énergie et de nombre d'événements. Cela reste non résolu, donc non fiable. Ce problème ne se répétant pas durant les autres acquisitions, on se contentera de ne pas les utiliser dans cette analyse.

On constate deux résultats importants :

- l'activité est toujours sous-estimée,
- lorsqu'il y a présence de quatre sources, donc une activité totale d'environ 710 Bq, l'activité mesurée est plus faible encore.

À la vue de ces résultats, il est indéniable que le temps mort joue un rôle important dans le calcul des activités de ces acquisitions spéciales.

Il est à noter qu'une étude équivalente a déjà été menée avec les programmes d'analyse classiques de NEMO3 [99]. Dans cette note il est indiqué qu'une correction sur la durée de l'acquisition est nécessaire. De plus, il est intéressant de constater que cette note présente un désaccord dans les courbures des traces reconstruites des électrons provenant des données et des simulations. Cette différence peut être attribuée à la méthode d'extrapolation des traces dans l'espace utilisé par NAT++ et les programmes d'analyse classique.

4.6.3 Prise en compte du temps mort précisé dans le rapport technique de NEMO3

Le rapport technique de NEMO3 [70] donne des précisions sur le temps mort du mode de déclenchement des acquisitions pour la recherche double bêta. L'approche "naïve" de la prise en compte du temps mort se fait par la loi de Poisson, donnant un nombre d'événements empilés par seconde :

$$N_f = 2 \times t_m \times N_{trig}^2 \quad (4.6.1)$$

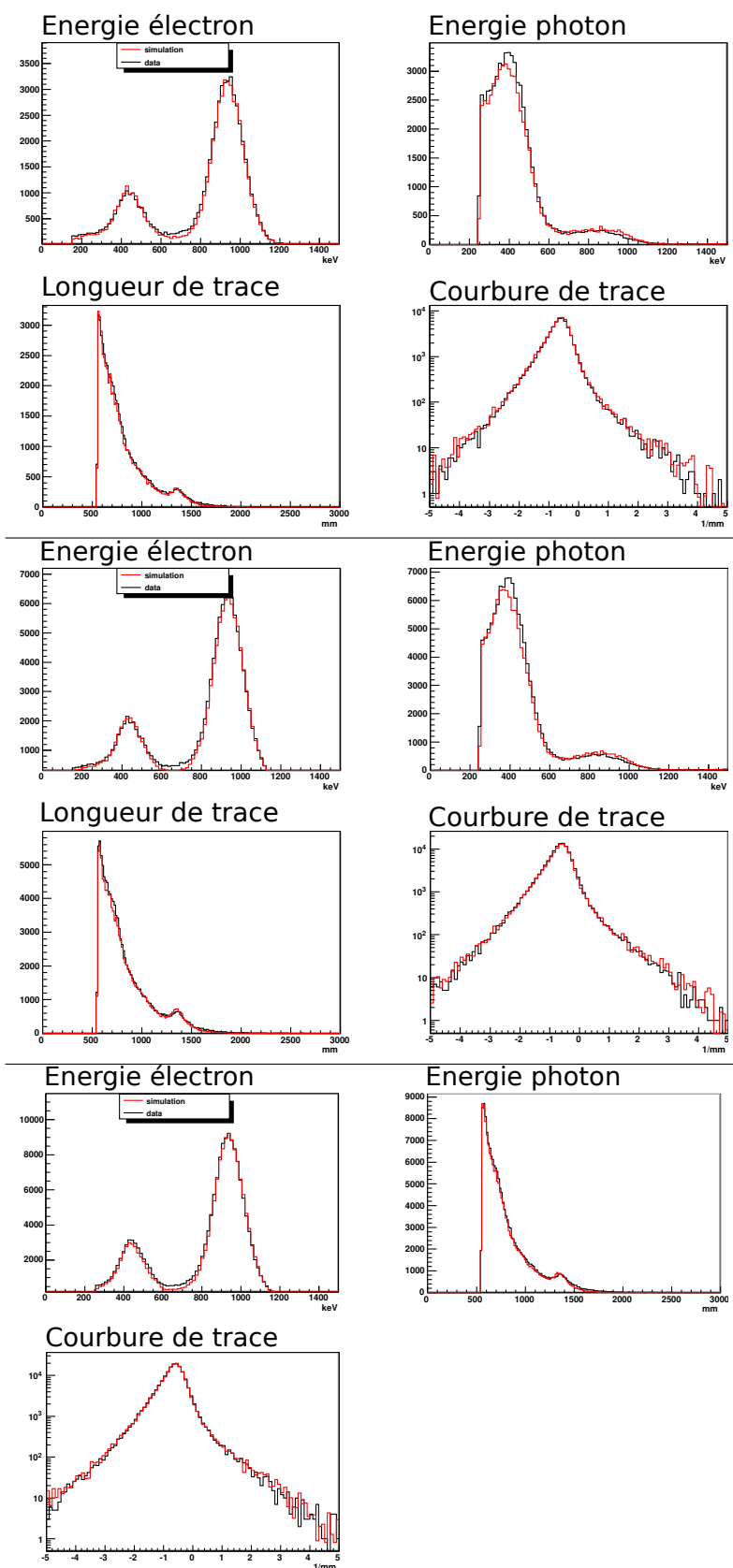


FIGURE 4.6.1: Ajustements pour la topologie 1e1g (haut), 1e1gt (milieu) et 1e (bas) de la série 4786 à 4793. La courbure est définie par $1/\text{rayon}$ en mètres.

où N_f est le nombre d'événements fortuits par seconde, t_m est le temps mort et N_{trig} le nombre d'événements provoquant le déclenchement par seconde, quelle que soit leur topologie. Le facteur 2 correspond au nombre d'événements se recouvrant. C'est à dire l'événement venant s'empiler et l'événement empilé, on considère alors que les deux sont perdus. Pour retrouver N_{trig} , il suffit de diviser le nombre d'événements total par la durée de l'acquisition.

On obtient alors les résultats présentés dans le tableau 4.6.3.

	sources Id	1e (Bq)	1e1g (Bq)	1e1gt (Bq)	correction
2943-2947	72/76	146/108	151/110	155/116	111%
3191-3193	72/76	134/142	142/153	147/153	111%
4786-4793	71/72/	132/135/	140/140/	145/151/	118%
	74/76	135/138	141/143	144/142	

TABLE 4.6.3: Acquisitions avec sources bismuth, mesure d'activité avec prise en compte du temps mort à 1,5 ms.

On constate immédiatement une augmentation du nombre d'événements, mais aussi une convergence entre les activités des sources d'identifiant 72 et 76 des acquisitions à deux sources et à quatre sources. Mais cette correction reste insuffisante car le modèle reste trop simpliste face aux différentes composantes du déclenchement de NEMO3.

4.6.4 Extrapolation des temps morts

Il est clair que l'approche précédente du temps mort est loin d'être suffisante car elle n'implique que les événements provoquant le déclenchement. C'est à dire un premier événement qui contient au moins un comptage PM et deux cellules Geiger consécutives activées recouvert par un second événement de même topologie, qui aurait lui aussi pu déclencher l'acquisition. Or tout événement ne contenant pas assez de cellules Geiger déclenchées ou aucun PM touché peut intervenir en second lieu et éliminer l'acquisition. De plus le temps mort se divise en plusieurs composantes, fenêtres d'acquisition des Geiger, d'acquisition des PM, temps mort électronique etc. On part donc du principe que l'estimation de recouvrement est sous-évaluée, et qu'on pourrait extrapoler la valeur de N_f jusqu'à la convergence de la moyenne des activités 1e 1e1g et 1e1gt de chaque jeu d'acquisitions, noté N_f^{ext} . On écrit alors la formule :

$$N_f^{ext} = t_m^{eq} \times N_{trig}^2 \quad (4.6.2)$$

Où t_m^{eq} est le temps mort extrapolé (tenant aussi en compte des diverses fenêtres et du nombre d'événements impliqués) selon la méthode et les justifications suscitées. On trouve alors environ $t_f^{eq} = 4$ ms. On obtient alors les résultats présentés en tableau 4.6.4.

On constate que le point de convergence correspond aux activités recherchées. Le temps mort extrapolé, quand à lui, devient assez conséquent. La section suivante aborde

	sources Id	Activité $\frac{1e+1e1g+1e1gt}{3}$ (Bq)	facteur de correction
2943-2947	72/76	175/125	130%
3191-3193	72/76	170/172	130%
4786-4793	71/72/ 74/76	173/177/ 176/176	149%

TABLE 4.6.4: Acquisitions avec sources bismuth, mesures d'activité avec prise en compte du temps mort extrapolé à 4 ms.

qualitativement ce temps mort t_f^{eq} et des fortuits qu'il implique. Il sera ensuite présenté la méthode quantitative développé pour ce travail.

4.6.5 Appréciation qualitative du nombre de recouvrements

Pour essayer de justifier qualitativement cette extrapolation, un développement de calcul de N_f^{ext} est proposé. La formule de Poisson peut se réécrire :

$$N_f^{ext} = N_{perte}^{ext} \times t_m^{eq} \times N_{trig}^2 \quad (4.6.3)$$

Où N_{perte}^{ext} correspond au nombre de pertes par fortuit. Cette valeur doit être fixée à deux quand la perte concerne l'événement qui vient s'empiler et l'événement qui a déclenché, éliminé par l'empilement. L'événement total reconstruit ne passera plus les coupures car elle contiendra trop de PM, ou trop de traces, ou encore des traces retardées. C'est le modèle le plus simple, lorsque le déclenchement se contente d'ouvrir une fenêtre d'acquisition globale. Or ce n'est pas le cas dans NEMO3 car le système de déclenchement, décrit en section 3.2.6, est complexe. Il contient plusieurs fenêtres d'acquisition et prend en compte le calorimètre et la chambre à fils indépendamment.

Valeur du temps mort Le rapport technique de NEMO3 contient les informations nécessaires sur les différentes composantes du temps mort. Il y a tout d'abord 200 ns d'acquisition de PM, principalement déclenchés par les coups fortuits dus au nombre moyen de coups par seconde par PM. Il y a ensuite une fenêtre de 6.14 μs attendant les signaux de front d'anodes de Geiger, qui décidera de la poursuite de l'acquisition. En cas de signal positif, l'attente de Geiger durera alors en tout 710 μs . Cette fenêtre est constante et invariante.

À la suite de cette fenêtre, s'ouvre le temps mort de l'électronique. En laboratoire, il a été mesuré à 750 μs pour trois cellules Geiger activées. Il est aussi mesuré in situ pour chacune des acquisitions. Dans le cas étudié, il est en général d'environ 1300 μs pour 10 cellules Geiger activées en moyenne.

Valeur du taux de pertes On touche ici un problème difficile, car il est impossible d'être exhaustif. Tout d'abord, quel que soit le cas, un événement, qui aurait déclenché,

mais qui vient s'empiler sur un autre, sera perdu. Il ne sera pas acquis, ou encore "mal acquis", et donc ne passera pas les coupures. On écrira donc que $N_{perte}^{ext} > 1$.

Ensuite, si ce même événement est acquis dans la fenêtre des Geiger, il provoquera un mauvais événement car il viendra ajouter une trace, qui sera considérée prompte ou retardée. La fenêtre d'acquisition des Geiger est de $710 \mu s$ sur le temps total supposé de 2 ms. On notera donc que $N_{perte}^{ext} > 1.4$.

On ignorera la fenêtre des PM pour l'auto-recouvrement, car elle est très petite. Un PM supplémentaire ne sera pas nécessairement un facteur de suppression, notamment dans le cas du GT et d'autres algorithmes basés sur le temps de vol.

Jusqu'ici, tout était quantifiable, mais on rentre maintenant dans les arcanes du détecteur : les bruits de fond non déclencheurs. Cela concerne notamment tous les événements créant des traces sans PM associés, tels que les événements à basse énergie ou impliquant des émissions alpha (^{214}Bi), les événements concernant les Geiger déclenchés aléatoirement et autres. Tous ces événements, afin d'augmenter le N_{perte}^{ext} , doivent tomber dans la fenêtre de $710 \mu s$ de l'acquisition Geiger. On peut alors appliquer la formule de Poisson sous la forme :

$$N_f^{gg\ noise} = t_{gg} \times N_{trig} \times N_{gg\ untrig} \quad (4.6.4)$$

Où $N_f^{gg\ noise}$ est le nombre de fortuits de cellules Geiger bruyantes avec un événement déclencheur, t_{gg} est la fenêtre d'acquisition des cellules Geiger, N_{trig} est le taux de comptage d'événements déclencheurs et $N_{gg\ untrig}$ est le taux d'événements Geiger non déclencheurs, mais capables d'éliminer un événement par empilement.

Par unité de N_{perte}^{ext} , cela correspond à 35 événements par seconde pour le cas étudié. Ce résultat est tout à fait compatible avec l'expérience, sachant que l'activité totale est de 350 à 700 événements par seconde. Les événements de désintégrations du bismuth non déclencheurs deviennent alors de bons candidats car ils sont nombreux.

Cette formule peut être appliquée pour les comptages PM. Sachant qu'il y a près de deux mille PM, que le seuil de déclenchement est mis en place afin que l'activité moyenne soit de quelques dizaines de coups par seconde, et que les PM bruyants ne soient pas éliminés dans cette étude, le nombre de comptages assimilés comme ayant un photon comme origine dépasse la centaine de milliers par seconde.

Conclusion de l'étude qualitative En utilisant uniquement les événements non déclencheurs, la correction du temps mort appliquée t_f^{eq} , de 2 ms à 4 ms, est tout à fait possible car cela correspond à environ à 100 coups par seconde, ce qui est relativement faible, ne serait-ce que face à l'activité totale des sources (350 à 700 Bq). L'extrapolation proposée est donc justifiable.

Mais dans l'état actuel des choses, l'erreur systématique provoquée par tous ces événements est difficilement estimable dans les acquisitions normales. Car si on prend les extrêmes, dans le cas de l'équation 4.6.1, avec un temps mort de 2 ms, on obtient une erreur systématique de 2%, considérable sans être catastrophique, tandis que dans le cas de l'équation 4.6.2, avec un temps mort extrapolé à 4 ms, on obtient une erreur significa-

tive de 4 %. On va donc tenter d'apporter un résultat quantitatif le plus précis possible à l'aide d'une simulation stochastique.

4.6.6 Simulation stochastique du temps mort

Motivation et description. La principale difficulté de l'évaluation de l'impact du temps mort sur le nombre d'événements mesurés et analysés provient du système de déclenchement. En effet, le déclenchement comprend trois parties essentielles : l'acquisition des coups mesurés sur les PM, l'acquisition des cellules Geiger et les temps réellement morts (enregistrement des données, électronique etc.). Ces trois éléments jouent sur deux niveaux : Les événements perdus car non enregistrés et les événements s'empilant, venant fausser la mesure. Le premier est systématique dans tout les cas, le second est fortement dépendant de l'analyse effectuée. Par exemple, si on utilise le TG, la présence de coups de PM supplémentaire n'est pas gênante car ils ne seront quasiment jamais en temps avec le reste de l'événement (ce qui explique la divergence d'activité mesurée de la topologie un électron un GT par rapport à la topologie un électron un rayonnement gamma non tracé).

Cette partie présentera le développement d'une simulation très simple donnant le taux d'événements perdus en fonction d'une activité et d'une topologie étudiée données.

Pour cela, trois catégories d'activité seront considérées : l'activité primaire, correspondant au nombre total d'événements déclencheurs dans le détecteur, l'activité secondaire, représentant les événements non déclencheurs ne contenant que deux cellules Geiger activées ou plus, sans coup PM, et l'activité tertiaire, représentant les événements non déclencheurs ne contenant qu'un coup PM ou plus, sans cellules Geiger actives associées.

Une fois ces trois activités déterminées, ces événements pourront être générés aléatoirement sur une durée déterminée.

Enfin, le taux de recouvrement, donc de perte totale, sera estimé selon les fenêtres du déclenchement précédemment décrit et les topologies étudiées.

Le nombre d'itérations du calcul sera suffisant pour que l'erreur statistique de la simulation devienne négligeable.

Les différentes étapes du déclenchement utilisées pour cette simulation sont décrites en section [2.1.7](#).

Évaluation des activités dans le cas des acquisitions spéciales. Afin de pouvoir évaluer l'activité totale durant une acquisition, il est important de séparer cette activité en trois composantes :

1. activité primaire : cette activité représente les événements déclencheurs. Une de ses composantes est donc le taux de déclenchement normal de l'acquisition, sans prendre en compte les sources de ^{207}Bi . Selon les acquisitions antérieures et postérieures, et en considérant l'impact du temps mort négligeable à ces activités, la valeur est d'environ 7,5 Bq, mais est relative à l'acquisition étudiée. La seconde composante est l'activité d'événements déclencheurs des sources. Cette activité correspond direc-

tement à l'efficacité obtenue grâce à la simulation. Le total correspond à environ $A_1 = 7.5 + N_s \times 178 \times 0.18 = N_s \times 28.6 \text{ s}^{-1}$ où N_s est le nombre de sources ^{207}Bi ;

2. activité secondaire. cette activité n'est pas observable expérimentalement, et a été estimée grâce à une simulation *nemos* acceptant tous les événements déclenchant au moins une cellule Geiger, sans déclenchement de PM. Elle vaut environ 5 % de l'activité totale, soit environ $A_2 = (7.5 + N_s \times 178) \times 0.05 = N_s \times 9 \text{ s}^{-1}$;
3. activité tertiaire. De la même manière, cette activité n'est pas observable expérimentalement, et a été estimée grâce à une simulation acceptant tous les événements déclenchant au moins un coup PM, sans coup de cellules Geiger. Elle vaut environ 75 % de l'activité totale des sources ^{207}Bi , soit environ $A_3 = A_{PM} + (N_s \times 178) \times 0.75 = A_{PM} + N_s \times 134 \text{ s}^{-1}$. A_{PM} représente l'activité moyenne des PM. Les seuils de déclenchement ont été mis en place afin que le nombre de coups par seconde par PM ne dépasse pas la centaine de Bq. Ainsi A_3 sera dominée par A_{PM} . On considérera empiriquement que $A_3 = 100000$.

Autre Il est à noter que, pour éviter que les cellules Geiger et les PM normaux soient indiqués comme bruyants à cause de la haute activité des sources, cette indication a été ignorée. Il y a donc une activité quaternaire négligée, car difficilement évaluable. une surestimation de l'efficacité, donc une sous-estimation de l'activité finale est donc attendue, bien qu'elle doive se trouver à la limite de la sensibilité du détecteur (il est statistiquement très rare que des cellules bruyantes forment une trace reconstituée).

Génération et calcul de recouvrement. Donc, pour l'exemple des acquisitions 4186 à 4193 et pour une tranche de temps de 100 secondes, 11430 événements primaires, 3600 événements secondaires et 10^7 événements tertiaires seront générés. On comptera ensuite le nombre de recouvrements dans un événement déclencheur :

1. D'un second événement primaire dans la fenêtre totale
2. D'un second événement primaire dans la fenêtre d'acquisition Geiger de $710 \mu\text{s}$
3. D'un événement secondaire dans la fenêtre d'acquisition Geiger de $710 \mu\text{s}$
4. D'un événement tertiaire déclenchant le premier niveau de déclenchement de l'électronique uniquement, provoquant un redémarrage du système, donc un temps mort, de 330 ns
5. D'un événement tertiaire dans la fenêtre d'acquisition PM de 200 ns

Le tableau 4.6.5 donne les résultats de la simulation et leur applications aux données en fonction des étapes précédemment décrites.

pertes d'événements (% mesurés) en fonction du nombre de sources présentes		4 sources	2 sources
étapes 1. à 4.		40	28
étape 1. à 5.		45	31

	sources Id	1e (Bq)	1e1g (Bq)	1e1gt (Bq)
2943-2947	72/76	160,3/127,1	178,16/125,8	177,9/133,1
3191-3193	72/76	161,0/165,3	169,0/178,16	169,0/174,8
4786-4793	71/72/	161,0/165,3/	171,1/172,6/	170,8/179,2/
	74/76	166,8/168,2	172,6/175,5	170,8/168,0

TABLE 4.6.5: Résultats obtenus par simulation stochastique et application de ces corrections sur les activités mesurées : proportion d'événements éliminés par recouvrement en fonction du nombre de sources et des étapes réalisées (haut) et activité mesurée grâce à cette correction (bas).

Résultats : Dans les cas de topologies sans traçage gamma (TG, section 4.4.2), chaque cas correspondra à un événement perdu. Dans le cas des topologies avec TG, les coups PM coïncidant seront considérés comme indépendants de l'événement, donc ne provoqueront pas de perte. Il est important de noter que l'étape 1, concernant la perte de l'événement venant s'empiler, n'est pas éliminatoire dans le processus d'acquisition et d'analyse, contrairement aux suivantes.

On observe deux phénomènes intéressants : Tout d'abord on a des résultats proches de ceux extrapolés en sous-section 4.6.4, mais en plus on explique l'effet de la surestimation de l'activité par le TG et on en annule l'effet. Par contre, le déficit d'événements de la topologie un électron reste surprenant et non expliqué. Il reste encore une sous-estimation globale de l'activité, mais celle-ci est imputable à l'activité sous-estimée des cellules Geiger et des PM bruyants. De plus on peut s'attendre à ce que cet effet augmente avec l'activité.

4.6.7 Conclusion et effets sur les acquisitions classiques

On explique aisément cet effet du temps mort à l'aide de la simulation présentée ici. Cette simulation peut être utilisée pour le cas des acquisitions double bêta normales afin d'en évaluer l'erreur systématique. Si on considère un scénario assez pessimiste tel qu'une efficacité globale du déclenchement sur 70 % des événements, des cellules Geiger et des PM peu bruyants (car ceux qui le sont sont désactivés à l'analyse), cela donne une activité totale moyenne de 10 Bq. Si on considère aussi que 5 % des événements donnent une ou plusieurs traces sans PM et 5 % donnent plusieurs PM sans Geiger (estimation majorée par simulation), on obtient alors une correction systématique d'environ 3,5% sans traçage et 3 % avec le traçage gamma (selon les conditions d'acquisition).

Ce résultat est proche de la correction actuellement utilisé dans l'analyse classique basée sur nemor de la collaboration NEMO, car cette dernière est basée sur les déclen-

drapeau	définition
0	Correct
2	échec du test DW
4	Saut entre deux acquisitions (>5 %)
8	$a > 0.05 \times \eta(k, t)$

FIGURE 4.7.1: Liste et définitions des drapeaux indicateurs de qualité des PM.

chements spontanés de PM, qui, selon la simulation utilisée dans cette étude, domine largement à cette échelle d'activité.

4.7 Sélection et qualité des acquisitions

Un peu moins de 8 000 acquisitions ont été réalisées durant le temps de prises de données de NEMO3. La qualité de ces acquisitions est essentielle pour l'analyse. En effet, si la correction de temps ou l'étalonnage en énergie ne sont pas suffisants, il peut y avoir une confusion entre le bruit de fond et le signal. NEMO3 dispose de plusieurs outils permettant de mesurer la qualité de ces acquisitions, cette section développera les deux plus importants dans le cadre de ce travail : les mesures laser, et le suivi continu des PM.

4.7.1 Qualité via les mesures laser

Pour les PM. Comme décrit précédemment en section 2.1.8, le laser permet à la fois de mesurer l'évolution en temps et d'en faire la correction mais aussi en gain des PM (sans correction). Cette qualité est mesurée entre autres sur la base du test de Durbin-Watson (DW), développé au LPC Caen :

$$\langle ADC(t) \rangle = \frac{\sum_k g_k^{calib}(t) \times ADC(k, t)}{N(t)} \quad (4.7.1)$$

$$\eta(k, t) = g_k^{calib}(t) \times ADC(k, t) / \langle ADC(t) \rangle$$

Où $g_k^{calib}(t)$ est le gain interpolé du PM k entre deux étalonnages, $ADC(t)$ est la charge délivré par le PM k pour une énergie de 1 MeV. Si le PM considéré est stable, c'est à dire que son gain est auto-corrélé, $\eta(k, t) = a \times t + b$, où a , évalué par l'ajustement affine de $\eta(t, k)$, est nul.

La qualité de chaque PM est marqué par un drapeau, décrit dans le tableau 4.7.1. Tout PM ayant un drapeau supérieur à 2 est exclu de l'analyse.

Pour les acquisitions. Pour les acquisitions, un système similaire a été mis en place sur une base empirique. Ces drapeaux et leur définition sont donnés en tableau 4.7.1.

drapeau	définition
0	Mauvaise acquisition pour raison diverse (eg. erreur durant la prise de données)
1	Bonne acquisition
10	Quelques cartes hautes tension coupées (PM)
100	Quelques cartes hautes tension coupées (Geiger)
1 000	Moins de 24 h après un étalonnage absolu
20 000	Moins de 24 h après une coupure haute tension générale
100 000	Plus de ventilation dans la tente anti-radon
1 000 000	Correction laser absente ou trop ancienne
>1 000 000	Mauvaise lecture/saut de haute tension

TABLE 4.7.1: Liste et définitions des drapeaux indicateurs de qualité des acquisitions.

Certains drapeaux, tels que les erreurs de haute tension, l'absence de mesure laser ou encore l'absence de ventilation dans la tente anti-radon, indiquent l'exclusion inconditionnelle des acquisitions dans l'analyse. D'autres drapeaux, tel que les cartes haute tension coupées, n'indiquent pas nécessairement l'exclusion car l'absence de PM ou de cellules Geiger est prise en compte dans la dégradation de la simulation. Par contre certains d'entre eux soulèvent l'interrogation, notamment les acquisitions proches de l'étalonnage absolu. L'impact du passage soudain d'une activité soutenue à une activité faible sur le gain des PM est mal connue. Afin d'éviter une erreur systématique non maîtrisée, ces acquisitions sont habituellement exclues de l'analyse.

La sous-section suivante décrira comment le suivi continu des PM peut lever cette inconnue.

4.7.2 Qualité via le suivi continu

Durant les acquisitions de recherche double bêta le calorimètre reçoit, en moyenne et pour les électrons et les rayonnements gamma :

- un spectre d'énergie constant ;
- une fréquence de comptage constante ;
- une distribution de temps et une répartition des canaux numérisé de temps constantes.

Dans le cadre de cette thèse, une collaboration sur une méthode de suivi créée et développée à l'Université de Manchester à été mise en place. Cette méthode se base sur les deux observables que sont l'énergie et sa charge associée et la fréquence de comptage de chacun des PM. Les étapes fondamentales de cette méthode sont :

1. obtenir les distributions $\langle X_k \rangle$ et leurs valeurs efficaces $RMS(X)$ pour X_k = fréquence, charge, temps numérisé, énergie et temps corrigés pour chaque PM k , X étant fonction du numéro d'acquisition ;
2. repérer, après reconstruction de l'événement, les traces liées à un électron ou un rayonnement gamma ;

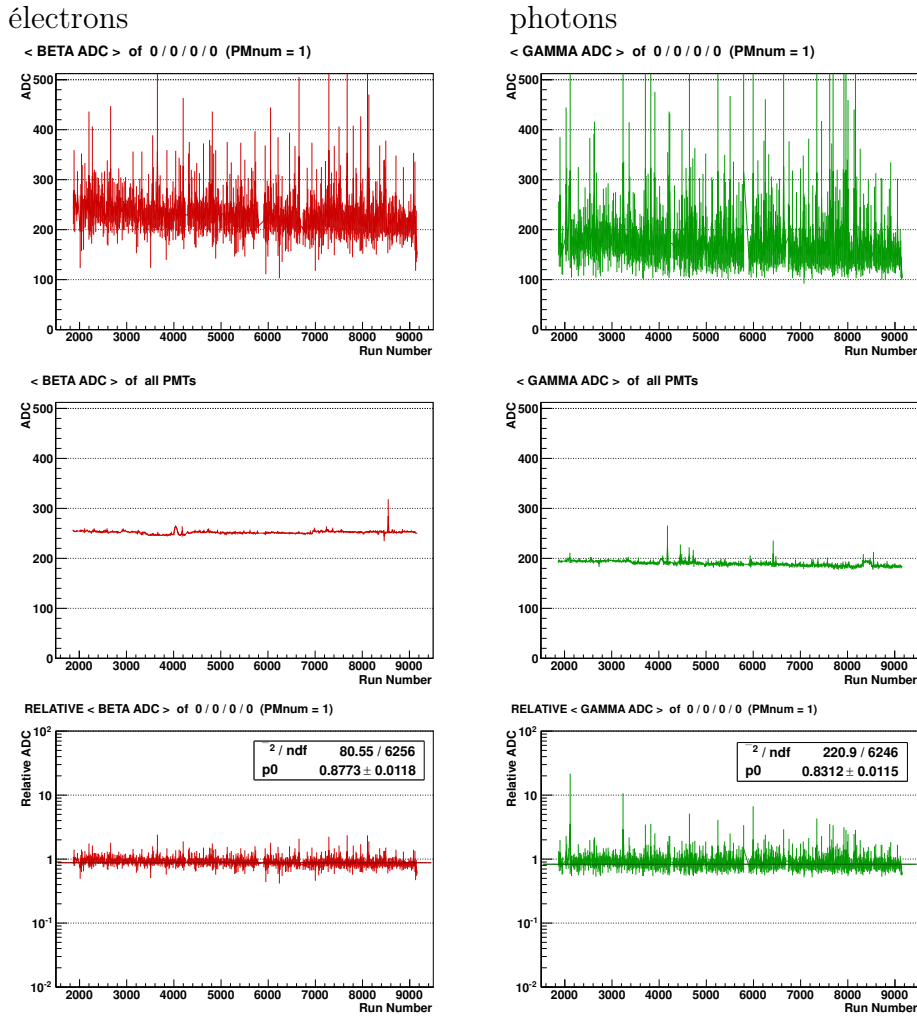


FIGURE 4.7.2: Illustration de la méthode de suivi continu pour le PM 1, qualifié de bonne qualité. La charge du PM 1 par acquisition est distribuée en fonction du numéro d'acquisition (haut), la moyenne des charge de tous les PM est distribuée en fonction du numéro d'acquisition (milieu). Le rapport des deux est réalisé et normalisé (bas). Le PM est considéré de bonne qualité si le résultat final est constant pour la charge, l'énergie corrigée, le temps numérisé, le temps corrigé et la fréquence.

3. moyenner et normaliser ces valeurs pour chaque PM de NEMO3 tels que $\langle X_{tot} \rangle = \sum_{k=m} \langle X_k \rangle / n$, où n est le nombre de PM. Cette moyenne doit être constante ;
4. calculer la déviation par rapport à une constante à l'aide d'un ajustement linéaire pour chacun des PM.

La figure 4.7.2 illustre ces étapes avec un bon PM, la figure 4.7.2 donne l'exemple d'un mauvais PM.

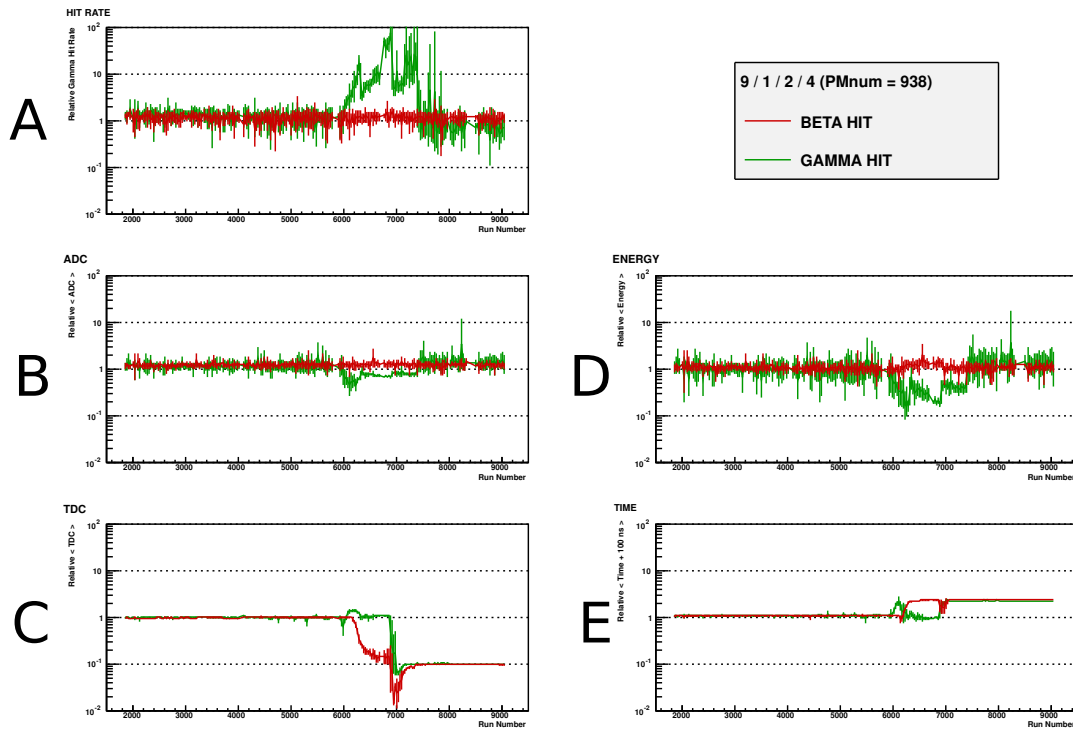


FIGURE 4.7.3: Illustration du résultat de la méthode pour un PM bruyant. On constate notamment que la distribution des fréquences (A), des charges (B) et des énergies (D) corrigées est bonne pour les électrons, mais pas pour les photons. Ce PM est malgré tout exclu au delà des acquisitions 6000 car les distributions de temps numérisés (C) et corrigés (E) sont mauvaises dans tous les cas.

Un drapeau a été ainsi constitué afin de connaître la qualité de chacun des PM du type 0=bon, 1=bon pour électron, 10=bon pour photon. (10 n'arrivant quasiment jamais, cela génère une liste 0, 1, 11).

Grâce à cette méthode, chaque acquisition peut être inspectée, et chaque PM dispose d'un drapeau de qualité supplémentaire. Les PM conservés sont les PM ayant un bon drapeau de qualité provenant du suivi laser et du suivi continu, une vérification croisée ayant tendance à donner des résultats convergents.

Quant aux acquisitions, une vérification croisée semble donner raison à la plupart des drapeaux de suivi laser, sauf au 1000, correspondant aux 24 h suivant les étalonnages absolus. En effet, le suivi continu semble indiquer, à deux exceptions près, qu'il s'agit d'acquisitions de bonne qualité, ne montrant pas d'anomalies particulières. Ces acquisitions seront donc elles aussi utilisées dans le cadre de cette thèse.

Chapitre 5

Étude des bruits de fond de l'expérience avec le traçage gamma

La science elle-même peut s'égarer si l'expérience ne l'éclaire.

Luís Vaz De Camões

Sommaire

5.1	Bruit de fond d'origine interne : ^{214}Bi et ^{208}Tl	153
5.2	Bruit de fond d'origine externe : ^{222}Rn , rayonnement γ et neutrons	154
5.3	Bruit de fond externe total	161

Introduction

LA MAÎTRISE DU BRUIT DE FOND, qu'il soit d'origine interne ou externe au dispositif expérimental, est essentielle dans la recherche de signaux rares, tels que la signature des désintégrations double bêta. Bien que NEMO3 ait été construit dans un souci de réduction maximale du bruit de fond (localisation, traitement des composants...), ce bruit de fond est toujours présent. Afin d'obtenir les meilleurs résultats possibles ce bruit de fond doit être connu au mieux, mais surtout maîtrisé afin de pouvoir le réduire au maximum lors de l'analyse.

Ce chapitre présente les différentes composantes du bruit de fond. Les travaux les plus notables réalisés dans le cadre de ce travail sont la confirmation du modèle de contamination en ^{222}Rn de la chambre à fils, et une étude complète du bruit de fond externe à l'aide des outils développés en chapitre 4. Le résultat principal est la proposition d'un nouveau modèle de bruit de fond compatible avec la méthode de calcul du traçage gamma, présenté en section 4.4.2.

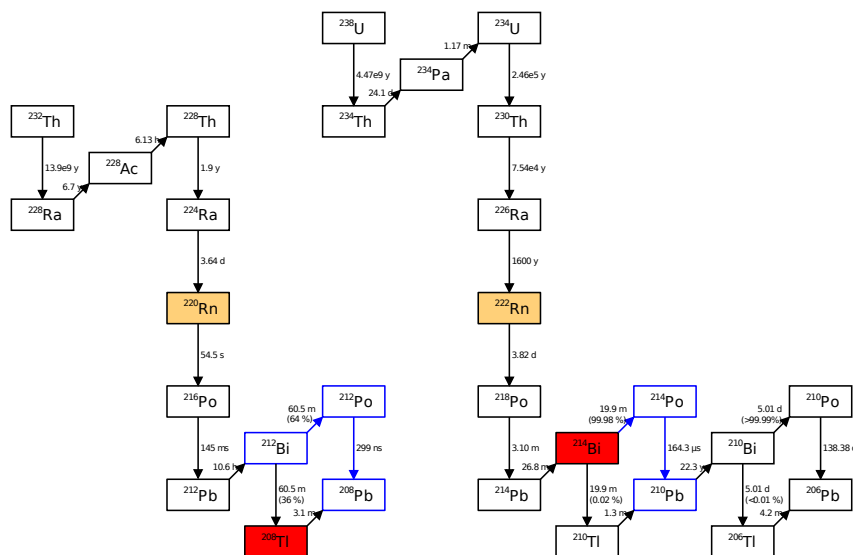


FIGURE 5.0.1: Schéma de décroissance de l' ^{238}U et du ^{232}Th respectivement vers les isotopes du ^{214}Bi et du ^{208}Tl .

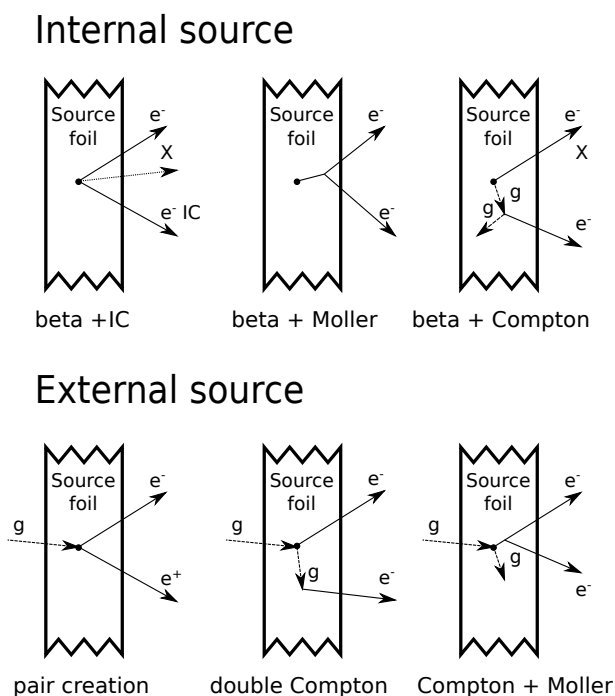


FIGURE 5.0.2: Origine principale du bruit de fond interne donnant une topologie d'événements indifférenciable d'un événement double bêta, d'origine interne et externe.

feuille source	activité ^{214}Bi		activité ^{208}Tl	
	HPGe	NEMO3	HPGe	NEMO3
^{100}Mo (m)	<0,39	<0,1	<0,13	$0,11\pm 0,01$
^{100}Mo (c)	<0,34	<0,15	<0,17	$0,12\pm 0,01$
^{82}Se (I)	<4,2	$1,1\pm 0,17$	<0,670	$0,34\pm 0,05$
^{82}Mo (II)	$1,2\pm 0,5$	$0,53\pm 0,18$	$0,4\pm 0,13$	$0,44\pm 0,04$
^{96}Zr	<16,7	$5,5\pm 1,7$	<5	$2,77\pm 0,25$
^{150}Nd	<3,3	$2,8\pm 0,4$	$10\pm 1,7$	$9,32\pm 0,32$
^{130}Te	<0,67	$0,39\pm 0,06$	<0,5	$0,23\pm 0,05$
Te (nat)	<0,17	$0,28\pm 0,14$	<0,08	$0,27\pm 0,04$
^{116}Cd	<1,7	$0,65\pm 0,13$	<0,5	$0,17\pm 0,05$
Cu	<0,12	<0,1	<0,033	$0,03\pm 0,01$

TABLE 5.1.1: Mesures de l'activité des feuilles sources en ^{208}Tl et ^{214}Bi à l'aide de détecteurs HPGe et des méthodes précédemment décrites (m pour métallique, c pour composite, I et II pour chacune des méthodes d'enrichissement).

5.1 Bruit de fond d'origine interne : ^{214}Bi et ^{208}Tl

Le ^{214}Bi provenant de la chaîne de décroissance du ^{222}Rn et le ^{208}Tl issu de la chaîne de décroissance ^{220}Rn (figure 5.0.1) sont les deux composantes principales du bruit de fond interne pour les mesures de décroissance double bêta avec et sans émission de neutrinos car leur gamme d'énergie correspond aux zones d'intérêt de ces deux signaux. Ces deux isotopes peuvent produire un signal similaire aux signaux double bêta par les processus décrits en figure 5.0.2. De fortes contraintes de radio-pureté ont donc été imposées à la fabrication des sources (section 2.1.2). Les mesures des contaminations à l'aide de détecteurs HPGe sont résumés en tableau 5.1.1. Une mesure complémentaire durant l'acquisition des données de NEMO3 a été réalisée afin de compléter ce modèle de contamination interne [100].

Pour détecter les événements de désintégration du ^{214}Bi , une détection des alpha retardés provenant de la décroissance du ^{214}Po a été réalisé grâce aux traces retardées dont la détection est rendue possible par le système d'acquisition de NEMO3 (section 2.1.7).

Afin de mesurer la contamination en ^{208}Tl , la topologie recherchée est celle d'une trace associée à un PM mesurant une énergie supérieure à 200 keV ayant une probabilité interne supérieure à 0.01 avec au moins deux PM non associés mesurant une énergie supérieure à 150 keV et dont la somme totale doit dépasser 1700 keV.

Ces analyses sont résumées dans le tableau 5.1.1 afin d'en comparer les résultats avec les contaminations mesurées grâce aux détecteurs HPGe.

5.2 Bruit de fond d'origine externe : ^{222}Rn , rayonnement γ et neutrons

La composante principale du bruit de fond est l'interaction des rayonnements gamma avec la source. Ce rayonnement peut produire une paire d'électrons, ayant une topologie indifférenciable des événements double bêta, par le biais de quatre mécanismes représentés en figure 5.0.2 :

1. la production de paires électron-positron (e^+e^- , environ 5% des positrons sont mal identifiés par la reconstruction de traces) ;
2. un double effet Compton ;
3. un effet Compton dont l'électron induit interagit à son tour par diffusion Møller ;
4. un effet photo-électrique associé à une diffusion Møller ou un effet Compton.

La probabilité de chaque processus dépend fortement de l'énergie du photon incident. À l'échelle du MeV, la création de paires e^+e^- est dix fois plus probable qu'un effet Compton suivi d'une diffusion Møller, mille fois plus probable qu'un double effet Compton ou un effet photoélectrique suivi d'une diffusion Møller et enfin 100 000 fois plus probable qu'un effet Compton suivi d'un effet photoélectrique [101].

Ce rayonnement gamma peut avoir plusieurs origines. Une des composantes les plus importantes est la présence de radon et de thoron dans le gaz de la chambre à fils, notamment durant la phase 1 décrite en section 2.1.5.

Il peut aussi provenir des matériaux composant le détecteur, malgré l'attention particulière portée sur leur radiopureté. Enfin ces rayonnements gamma peuvent provenir du laboratoire lui même. En effet, la roche de la cavité contient des éléments radioactifs émetteurs de rayonnement gamma mais aussi émet des neutrons par fission spontanée ou réactions (α, n). Le blindage anti-gamma peut ne pas suffire pour arrêter les rayonnements gamma émis par interaction de ces neutrons avec le blindage anti-neutrons (section 2.1.6).

5.2.1 Mesure du taux de ^{222}Rn dans la chambre à fils

Le radon (^{222}Rn) décroît à 100% vers le ^{218}Po . Cet ion se fixe alors électrostatiquement sur les fils du trajectographe. Le ^{218}Po se désintègre en ^{214}Pb par émission de particule α à plus de 99.98%. Lui même décroît à 100% vers le ^{214}Bi par émission de particule β^- , comme représenté en figure 5.0.1. Par la suite, le ^{214}Bi se désintègre essentiellement vers le ^{214}Po par émission β^- . On qualifiera la trace laissée par cette particule de trace prompte. Le polonium se désintègre à son tour vers le ^{210}Pb par émission alpha avec un temps de demi vie de 164.3 μs . On qualifiera la trace laissée par cette particule de trace retardée. Le mode de déclenchement de NEMO3 décrit en section 2.1.7 ouvre une fenêtre d'acquisition de la chambre à fil d'environ 700 μs , c'est à dire quatre fois le temps de demi vie du ^{214}Po . Ainsi l'alpha retardé peut être observé. Grâce à la mesure du temps rapide des cellules Geiger ($\text{ctn}_{\text{rapide}}$, défini en section 2.1.7), on peut, en plus d'en mesurer l'activité, en mesurer le temps de demi-vie.

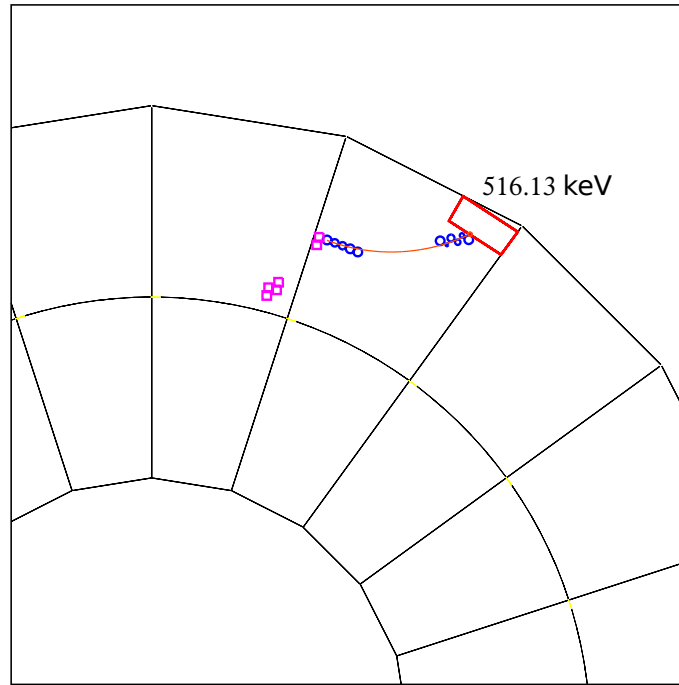


FIGURE 5.2.1: Exemple d'événement de désintégration β^- du ^{214}Bi (points bleus, trace reconstruite en rouge) et de désintégration α retardée de $210 \mu\text{s}$ du ^{214}Po (points violets).

Sélection des événements Afin de mesurer l'activité du ^{222}Rn au sein du détecteur, la topologie de l'alpha retardé est utilisée. Le recouvrement des événements par coïncidence dans la fenêtre d'acquisition des traces retardées de $700 \mu\text{s}$ (étudié en section 4.6) domine la mesure de l'activité du ^{214}Bi . La sélection des événements est la suivante : la taille du vertex commun entre la trace prompte et la trace retardée est d'au maximum 40 cm. Ainsi le rapport entre le volume total du trajectographe et de la boule dans laquelle les événements sont conservés indique que la contamination par recouvrement est approximativement réduite à un pour mille. Une sélection sur la longueur maximale de la trace retardée réduit encore cette contamination. En effet, un alpha de 7,8 MeV dans la chambre à fil ne peut pas parcourir plus de 36 cm. Enfin, le temps retardé est compris entre $30 \mu\text{s}$, afin de ne pas inclure des cellules excitées par la trace prompte, et $700 \mu\text{s}$, maximum de la fenêtre d'acquisition.

Temps de demi-vie Une mesure cohérente du temps de demi-vie du ^{214}Po est un indice de qualité quant à la sélection de données appliquées. L'information temporelle se mesure par le $\text{tdc}_{\text{rapide}}$ donné par la cellule Geiger retardée la plus proche du vertex reconstruit dans la chambre à fils de l'électron. La figure 5.2.2 donne le résultat de la mesure réalisée dans le cadre de cette thèse. Le résultat de temps de demi vie mesuré de $161.8 \pm 2.2 \mu\text{s}$ est compatible avec le temps de demi-vie attendu de $164.3 \mu\text{s}$.

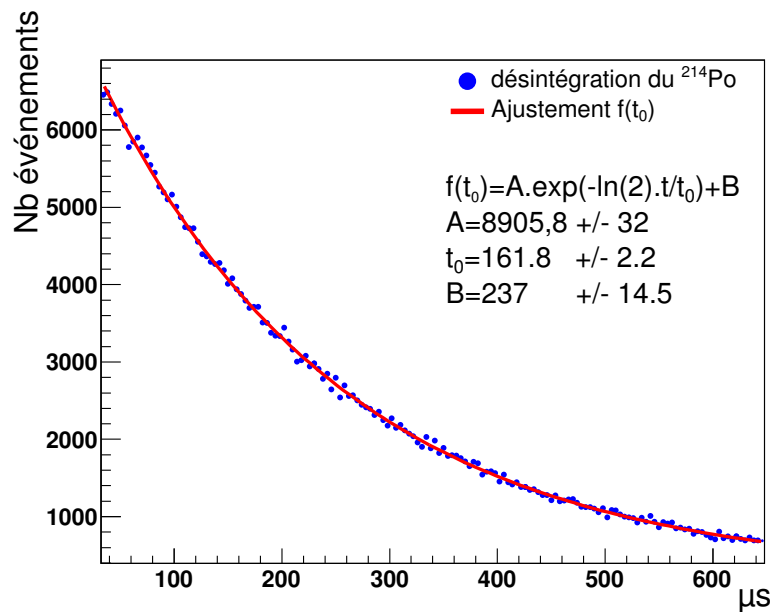


FIGURE 5.2.2: Mesure du temps de demi-vie du ^{214}Po dans le détecteur NEMO3 et ajustement exponentiel.

Mesure de l'activité en ^{222}Rn dans la chambre à fils Comme décrit précédemment, la période d'acquisition de NEMO3 est constituée de deux phases, une sans tente anti-radon, une avec la tente anti-radon. Afin d'estimer l'activité d'une acquisition, il faut estimer son efficacité grâce à la simulation décrite en section 4.1 avec l'application des conditions réelles sur les cellules Geiger et les scintillateurs décrite en 4.2.2.

Afin de sélectionner les événements provenant du radon, les coupures suivantes ont été réalisées :

1. sur la qualité des traces promptes :
 - a) les traces promptes doivent faire plus de 30 cm et moins de 2 m,
 - b) la particule doit avoir déposé son énergie dans les murs internes et externes ;
2. sur les traces retardées :
 - a) le délai doit être supérieur à 30 μs afin d'éliminer les déclenchements tardifs provoqués par les cellules Geiger promptes,
 - b) la longueur de la trace doit être inférieure à 36 cm, longueur de parcours maximale pour un alpha de 7,8 MeV.

La figure 5.2.3 représente l'activité par acquisition déduite grâce à cette efficacité ainsi que la projection de l'activité en fonction des phases d'acquisition.

Il en ressort que les activités moyennes sont de 33,5 mBq/m³ (soit au total 0,971 Bq) avec un RMS de 9,54 mBq/m³ pour les acquisitions de la phase 1 et de 6,85 mBq/m³ (soit

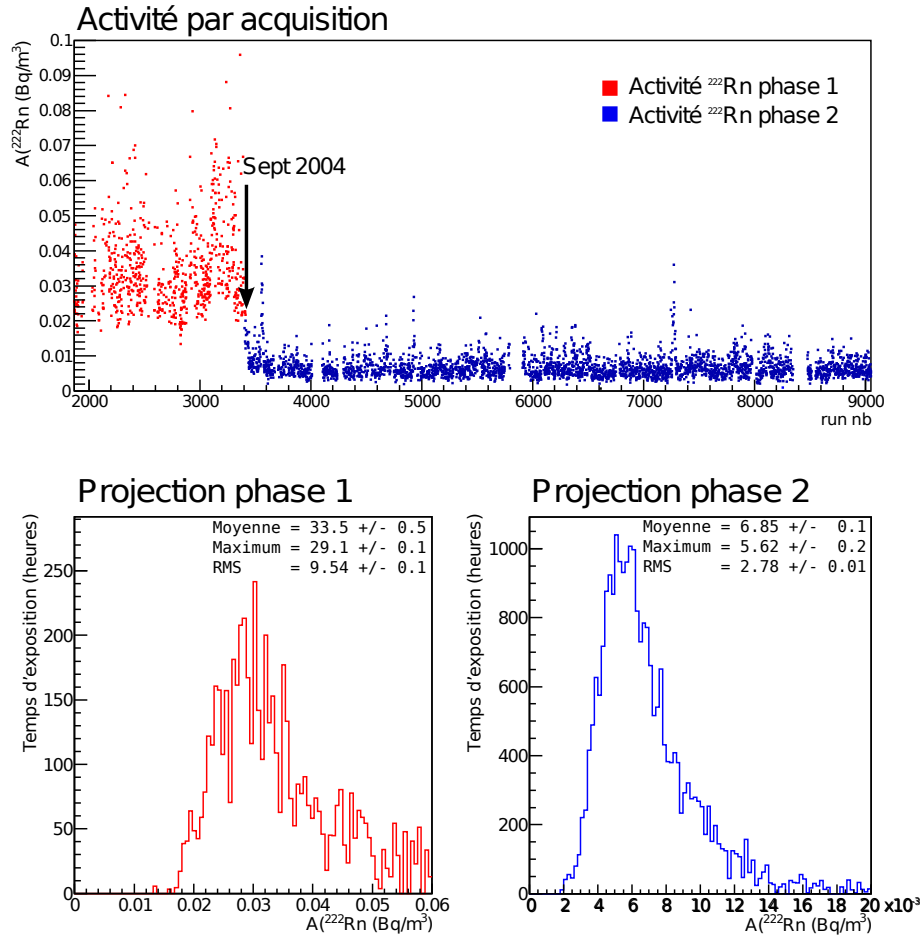


FIGURE 5.2.3: Activités de radon mesurées pour la phase 1 et la phase 2 en fonction du numéro d'acquisition (haut) et leur projection temporelle (bas).

au total 0,199 Bq) avec un RMS de 2,78 mBq/m³ pour la phase 2. La tente anti-radon a donc permis de réduire l'activité d'un facteur 5, l'activité restante est probablement due au dégazage des composants du détecteur (notamment PM et blindage) et à des fuites dans la tente. Un dégazage des composants du détecteur explique aussi le surplus de radon dans le trajectographe par rapport à l'activité de l'air du laboratoire ($\sim 15 \text{ Bq/m}^3$) [102, 103].

La figure 5.2.4 donne un ajustement de l'énergie de l'électron provenant de la désintégration prompt de ^{214}Bi avec les activités obtenues.

Grâce à la reconstruction des traces, notamment de leurs vertex, une mesure d'activité par unité de volume a été réalisée avec cette technique d'analyse [83] et est représentée en figure 5.2.5.

On constate sur cette figure que l'activité est assez homogène en fonction du secteur. Par contre il y a une accumulation de ^{222}Rn dans les parties hautes et basses des plans de fils 4-5 et 14-15, et sur le mur externe durant la phase 2. L'hypothèse la plus probable est que l'inhomogénéité du balayage de l'air déradonné dans la chambre à fils en est

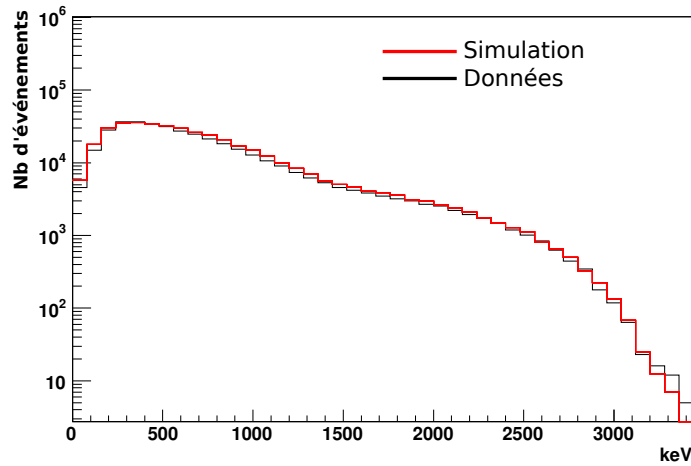


FIGURE 5.2.4: Énergie de l'électron prompt ajusté avec la simulation pour la somme des phases 1 et 2.

à l'origine. Un dégazage en radon du verre des PM et du blindage peut, quant à lui, expliquer l'activité plus élevée du mur externe, hypothèse appuyée par les mesures de bruit de fond externe réalisées en section 5.3.1.

5.2.2 Mesure du taux ^{220}Rn dans la chambre à fils

De la même manière que pour le ^{222}Rn , les isotopes fils du ^{220}Rn se fixent électrostatiquement sur les fils de la chambre à fils. L'un de ces isotopes fils, le ^{208}Tl (figure 5.0.1) est une source potentielle importante de bruit de fond car il se désintègre vers un état excité du ^{208}Pb avec un Q_β élevé (4999 keV). Si la désexcitation de cet isotope émet un électron de conversion, on observe alors deux électrons, qui, selon la reconstruction, peuvent sembler internes. De plus cette désexcitation peut émettre jusqu'à trois rayonnements gamma, ce qui rend son étude particulièrement importante dans la recherche de la désintégration double bêta vers les états excités du ^{100}Ru .

La désintégration du ^{208}Tl est souvent accompagnée d'un ou deux rayonnements gamma. L'énergie de ces particules est parmi les plus élevées du bruit de fond de l'expérience, ce qui permet de les différencier. Les critères de sélection sont donc un électron ayant un vertex dans la chambre à fils accompagné d'un ou deux photons, dont l'énergie de chaque photon (E_γ) doit être supérieure à 1700 keV. L'énergie de l'électron doit remplir la condition $E_e > (4200 - \sum E_\gamma)$ keV. Les résultats [104] sont résumés dans le tableau 5.2.1.

5.2.3 Mesure du taux de ^{210}Pb (^{210}Bi) dans la chambre à fils

Une source probable de bruit de fond est la désintégration β du ^{210}Bi , provenant du ^{210}Pb dans la chambre à fils (figure 5.0.1). Son Q_β n'étant que de 1,16 MeV, cet isotope n'a

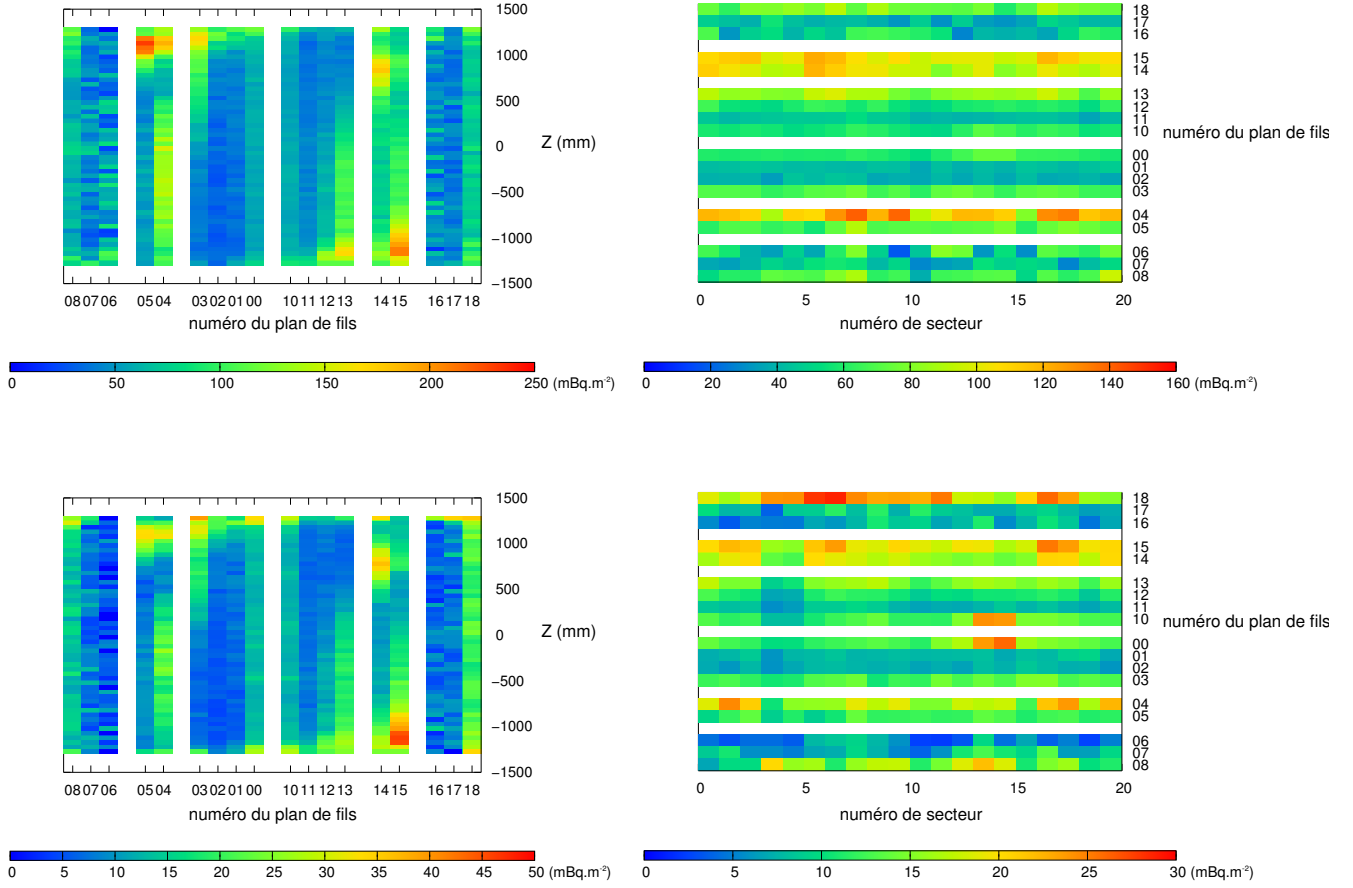


FIGURE 5.2.5: Activité moyenne du ^{222}Rn par unité de surface dans le détecteur NEMO3 pour la phase 1 (haut) et la phase 2 (bas) en fonction du plan de fils et de la hauteur (gauche) et du plan de fils et du secteur (droite).

Topologie	N (observés)	N (estimé)	Eff. %	$A(^{208}\text{Tl}), \text{mBq}$
Phase 1				
$e\gamma\gamma$	342	22,4	0,26	$3,5 \pm 0,4$
$e\gamma\gamma\gamma$	63	1,8	0,05	$3,3 \pm 0,5$
Phase 2				
$e\gamma\gamma$	322	6,6	0,24	$2,8 \pm 0,3$
$e\gamma\gamma\gamma$	79	1,2	0,05	$3,5 \pm 0,5$

TABLE 5.2.1: Nombre d'événements observés, nombre d'événements estimés, efficacité et résultat de la mesure de l'activité de ^{208}Tl dans la chambre à fils via les topologies $e\gamma\gamma$ et $e\gamma\gamma\gamma$.

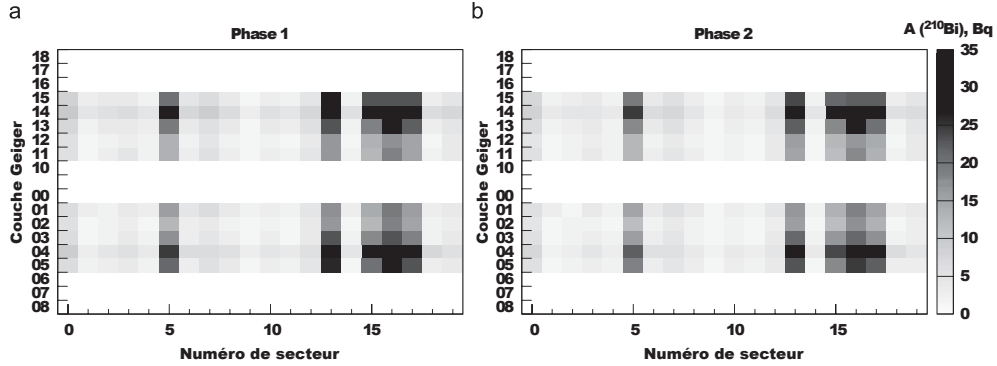


FIGURE 5.2.6: Représentation de l'activité du ^{210}Bi sur la surface des fils de la chambre à fils en fonction de la position du vertex reconstruit pour la phase 1 (a) et la phase 2 (b).

pas d'influence sur la mesure de la double désintégration bêta sans émission de neutrino, mais doit être prise en compte dans les mesures de temps de vie des doubles désintégrations bêta avec émission de neutrinos. La topologie utilisée est la reconstruction de la trace d'un électron ayant un vertex sur un des fils et une énergie comprise entre 600 keV et 1160 keV. Ces résultats [104] sont représentés en figure 5.2.6. Les fortes variations entre les différentes cellules sont probablement dues à leurs historiques respectifs et aux conditions de mise en place.

5.2.4 Rayonnements gamma provenant du laboratoire

Comme décrit précédemment, un rayonnement gamma peut interagir avec la source et générer un événement interne de topologie similaire à un événement de double désintégration bêta. Or le laboratoire du LSM est soumis à une radioactivité naturelle, émise notamment par les murs de la cavité. Une mesure du spectre en énergie a été menée grâce à un détecteur NaI [105], dont les résultats sont présentés en tableau 5.2.2.

Les 20 cm de fer du blindage de NEMO3 permettent de réduire le flux de rayonnement gamma d'énergie inférieure à 3 MeV d'un facteur $3,5 \cdot 10^5$. Au delà de cette énergie, les photons sont essentiellement produits par capture radiative des neutrons et interaction Bremsstrahlung des muons cosmiques dans la matière. Leur flux est de l'ordre de $3 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

5.2.5 Neutrons

Des neutrons peuvent être produit par réactions (α, n) ou fissions spontanées de l'uranium et du thorium contenus dans la roche du laboratoire ou dans les matériaux du détecteur. Si ces neutrons interagissent par capture radiative avec la matière, notamment dans le fer et le cuivre, il peuvent produire des rayonnements gamma de haute énergie (pouvant dépasser 3 MeV). Ces rayonnements gamma peuvent alors interagir avec la source et générer des événements de topologie double bêta.

isotope	énergie γ (keV)	flux ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)
^{40}K	1461	0.1
^{208}Tl	2615	0.04
^{214}Bi	1764	0.04
	1600	0.026
	1300	0.041
	1120	0.046
609	0.109	
total		0.411

TABLE 5.2.2: Mesure du flux du rayonnement gamma émis par des isotopes issus de la radioactivité naturelle au LSM (modèle simplifié).

Parties de NEMO3	Masse kg	Activité (Bq)					
		^{40}K	^{214}Bi	^{208}Tl	^{60}Co	^{234m}Pa	^{210}Bi
Photomultiplicateurs	600	1078±32	324±1	27,0±0,6			
Scintillateurs	6400	21,5±0,9	< 0,5	< 0,3	< 3	0,58±0,04	9,6±0,7
Blindage μ -metal des PM	1800	< 15	< 2	<1	14,6±0,6		
Cuivre (structure des murs)	25000	< 125	< 25	< 10	< 6		
Fer (pétales)	1000	< 50	< 6	< 8	47,6±7,8		
Tour interne	600	< 54	< 2	<1	18,4±1		
Bouclier en fer	180000	< 3000	7360±200	484±24	< 600		

TABLE 5.3.1: Radioactivité des différents éléments mesurée à l'aide de détecteurs HPGe.

Le flux des neutrons rapides de plus de 1 MeV a été mesuré au moyen d'un détecteur à scintillateur dopé au ^6Li [106] et est estimé à $\Phi_n = (1,6 \pm 0,1) \times 10^{-6} \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$. Le blindage anti-neutrons a donc été mis en place (section 2.1.6) afin de réduire cet effet ; ainsi la contribution des neutrons dans le bruit de fond externe à moins de 4 MeV du détecteur est à hauteur de 0.03% du bruit de fond total.

5.3 Bruit de fond externe total

5.3.1 Modèle de bruit de fond simplifié compatible avec les calculs classiques de temps de vol

La principale origine du bruit de fond externe provient de la radioactivité naturelle des différents composants du détecteur. Les mesures réalisées grâce à des détecteurs germanium présentés dans le tableau 5.3.1 montrent que l'origine principale de ce bruit de fond est la contamination en ^{40}K , ^{228}Ra et ^{226}Ra [70].

Cette mesure d'activité a permis d'avoir un point de départ pour la mesure du bruit de NEMO3. Le modèle de bruit de fond complet doit aussi intégrer les quelques contaminations provoquées pendant le montage et la confection des composants. La difficulté de cette partie du bruit de fond est qu'elle est difficilement estimable une fois le détecteur assemblé. Afin d'estimer cette contamination, des scintillateurs ont parcouru la chaîne de confection au JINR de Dubna. Une couche de la surface de ces scintillateurs a été découpée puis mesurée au CENBG à l'aide de détecteurs germanium. Cette mesure a révélé la présence de ^{152}Eu d'une activité de quelques mBq par échantillon. Il est difficile d'extrapoler cette activité au calorimètre complet car chaque scintillateur a eu son propre historique, l'activité totale doit donc être ajustée grâce à l'analyse.

Une faible contamination en ^{207}Bi a elle aussi été observée sur certains scintillateurs. Ces quantités paraissent négligeables face à la contamination en ^{152}Eu , mais peuvent expliquer certaines divergences mesurées dans les sections suivantes.

Pour finir le modèle doit intégrer les émanations de radon dans le détecteur et les contaminations en ^{210}Bi et ^{208}Tl du trajectographe, développées dans les sections précédentes.

Un premier modèle de bruit de fond externe a été proposé [104]. La priorité était alors de reproduire le plus fidèlement les topologies impliquant deux traces (particules traversantes) et un rayonnement gamma interagissant dans la source pour produire un électron (photon-électron traversant) surtout à haute énergie pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrino, et à toute énergie pour la mesure du temps de demi-vie de la double désintégration bêta avec émission de neutrinos.

Ce modèle a deux caractéristiques essentielles :

1. Étant donné la complexité et le nombre de radio-isotopes, un ajustement avec seulement ces deux topologies est impossible. Il a donc été simplifié par ses émissions principales (^{214}Bi et ^{208}Tl dans le verre des PM, ^{40}K dans les scintillateurs et contamination de la chambre à fils) ;
2. Le modèle présente un déficit d'événements à basse énergie. Il a été supposé que l'origine est une contamination en ^{152}Eu des scintillateurs durant leur confection.

Les topologies e-e externe et γ -e externe sont très importantes dans la recherche de la double désintégration bêta car elles correspondent aux processus de contamination les plus importants du signal. De plus la contribution des désintégrations bêta de le ^{152}Eu vers les états excités du ^{152}Gd sont à basse énergie, donc contribuant peu au bruit de fond de la double désintégration bêta sans émission de neutrino. Dans le cadre des limites de calcul de TdV classique, ce modèle est donc considéré comme correct et utilisable.

Cette contrainte a été surtout imposée par le manque d'observables et le trop grand nombre de degrés de liberté. Or le traçage gamma présenté en section 4.4.2 a offert un nouveau canal d'observation du bruit de fond externe : l'électron traqué. De plus ce modèle de bruit de fond doit être vérifié en vue d'une analyse impliquant l'utilisation du traçage gamma. Cette topologie est très intéressante pour le modèle de bruit de fond externe car la courbure de la trace est fonction de l'origine de la particule, mais aussi de la nature de la désintégration. Ainsi un électron provenant de la partie externe de la chambre à fils

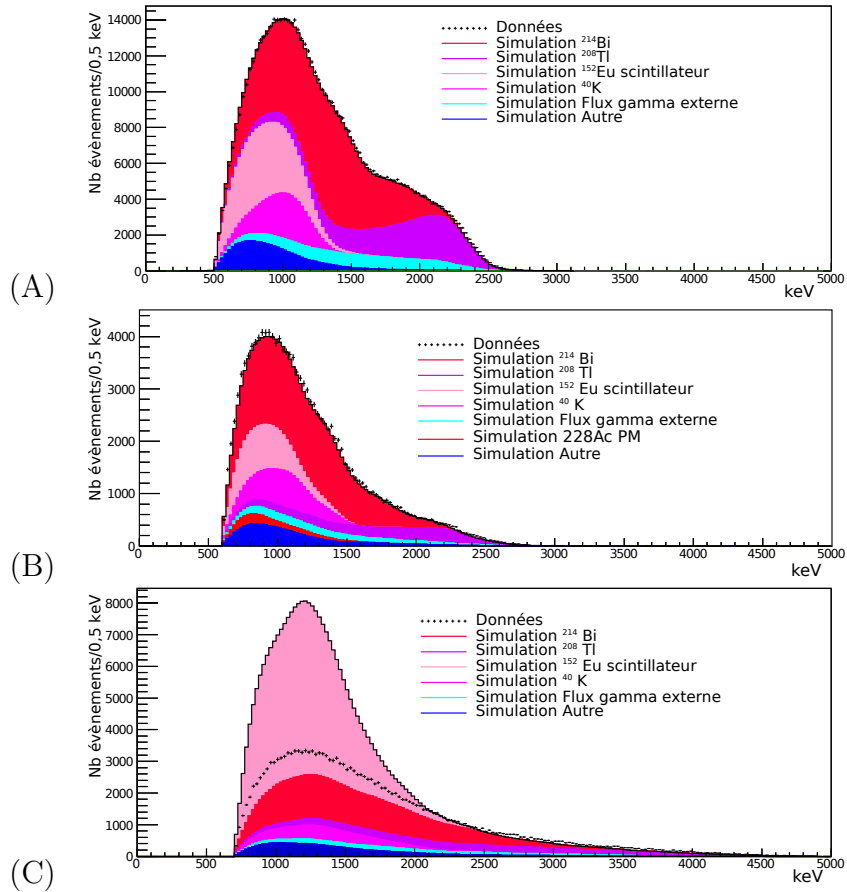


FIGURE 5.3.1: Modèle simplifié du bruit de fond externe de la phase 2 pour les topologies de particules traversantes (A), un rayonnement gamma produisant un électron ou un positron dans la feuille source (B) et pour la topologie de l'électron traqué (C) ayant au moins un vertex reconstruit sur les sources (phase 2).

aura tendance à avoir une courbure positive (équivalente à un positron provenant de la source), les positrons externes auront une courbure négative, les électrons provenant de la chambre à fils auront une courbure en fonction de leur direction etc. Ainsi chaque isotope a une signature propre en fonction de son origine et de son mode de désintégration.

Qui plus est cette topologie est particulièrement efficace pour les désintégrations de l' ^{152}Eu car elle est souvent composée d'un électron suivi par un à plusieurs rayonnements gamma.

Les résultats de ce modèle de bruit de fond externe mesuré sur les feuilles de ^{100}Mo et analysé grâce à NAT++ pour la phase 2 sont présentés en figure 5.3.1 pour les topologies de particules traversantes (e-e externe), un rayonnement gamma produisant un électron ou un positron dans la feuille source (γ -e externe) et pour la topologie de l'électron traqué (e_t).

On constate dans cette figure que, comme attendu, ce modèle est très compatible

avec les données expérimentales pour les topologies e-e externe et γ -e externe. Par contre on observe un excès d'un facteur six dans la topologie e-t. Cela s'explique par le fait que lorsqu'une désintégration de ^{152}Eu crée une reconstruction du type représenté en figure 4.4.10 C le calcul de TdV classique calculera la présence d'une trace reconstruite et d'un ou deux comptages PM qui ne sont pas en temps. Ce type d'événement sera éliminé dans l'analyse e-e ou γ -e. Ces événements, majoritaires dans le cas du ^{152}Eu , seront par contre pris en compte dans les topologies plus complexes basées sur le traçage gamma.

Ce modèle de bruit de fond est donc impossible à utiliser dans une analyse exploitant le traçage gamma, il faut rechercher un nouveau modèle de bruit de fond en exploitant ce nouveau canal de l'électron traqué.

5.3.2 Nouveau modèle de bruit de fond externe compatible avec le Traçage gamma

La topologie de l'électron traqué ouvre de nouvelles observables, en énergie, mais aussi en courbure de traces reconstruites qui dépendent de l'origine et du type de désintégration. Le modèle proposé se concentre sur les feuilles de ^{100}Mo et reprend toutes les composantes d'activité en radon et thoron dans la chambre à fil (section 5.2.2, 5.2.2 et 5.2.3). Il y ajoute les composantes mesurées grâce aux détecteurs germanium (tableau 5.3.1).

Une des choses importantes à prendre en compte dans la mesure du bruit de fond à partir des mesures HPGe est le temps de demi-vie des radio-isotopes et de leurs origines. Certains d'entre eux ont un temps de demi-vie très court mais ont une activité constante, car ils sont en équilibre séculaire avec leur noyaux mères. D'autres ont, quand à eux, un temps de demi-vie trop long pour que la diminution d'activité soit significative. Pour finir, ceux dont l'activité dans le détecteur dépend du temps de demi-vie sont généralement dus à des dépôts durant la fabrication ou le montage du détecteur. Ces activité moyennes doivent donc être déduites en fonction des dates de chacune des acquisitions et de leur durée selon la formule :

$$A^{iso} = A_0^{iso} \frac{\sum e^{-\lambda^{iso}(t_i - t_0)} \times \text{durée}_i}{\text{durée}_{\text{tot}}} \quad (5.3.1)$$

Avec $\lambda^{iso} = \ln(2)/t_{1/2}^{iso}$ la constante de désintégration pour l'isotope *iso* considéré, A_0^{iso} son activité initiale mesurée avec les détecteurs germanium, t_0 la date de cette mesure, t_i la date de l'acquisition *i*, durée_i sa durée, et $\text{durée}_{\text{tot}}$ la somme des durées de toutes les acquisitions *i*. Le tableau 5.3.2 donne le résultat de cette équation pour chaque isotope.

La décroissance de l'activité des isotopes est importante car dans certains canaux, tel que l'électron traqué, le ^{60}Co et le ^{152}Eu ont la même énergie totale. Le temps de demi-vie est donc le seul moyen de déduire expérimentalement leur activité respective.

Résultats du nouveau modèle de bruit de fond. La figure 5.3.2 donne le résultat d'un ajustement de ces activités pour les topologies e-e externe et γ -e externe et la figure 5.3.3 pour la topologie e-t pour la phase 1.

Isotope	^{40}K	^{210}Bi	^{214}Bi	^{208}Tl	^{152}Eu	^{60}Co
État $t_{1/2}$	1,248.10 ⁹ a	ÉS (^{238}U)	ÉS (^{238}U)	ÉS (^{232}Th)	5,27 a	13,5 a
activité phase 1	1	1	1	1	0,917	0,97
attendue phase 2	1	1	1	1	0,55	0,78

TABLE 5.3.2: Isotopes principaux à l'origine du bruit de fond avec leur temps de demi-vie (ÉS pour équilibre séculaire) et l'évolution de l'activité relative attendue pour chaque isotope du modèle de bruit de fond externe.

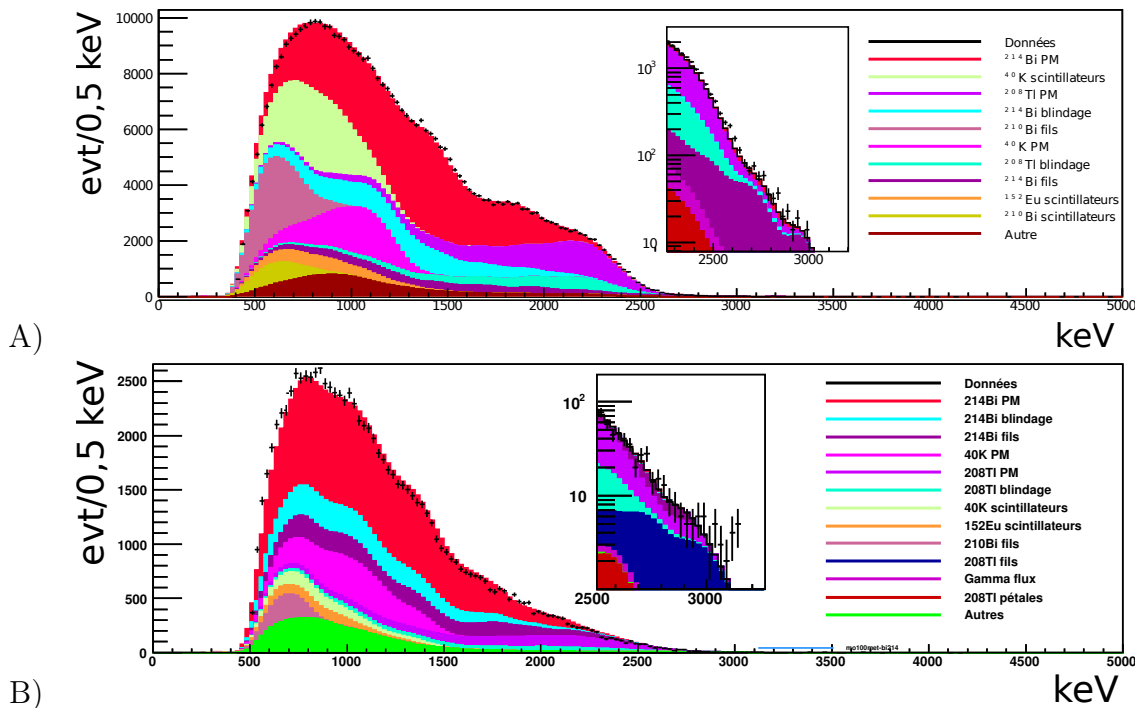


FIGURE 5.3.2: Comparaison des énergies totales pour les topologies $e-e$ externe en A) et $\gamma-e$ externe B) du nouveau modèle de bruit de fond externe entre la simulation et les données ayant au moins un vertex reconstruit dans les sources de ^{100}Mo pour la phase 1. La partie “Autre” est principalement constituée de ^{60}Co .

La figure 5.3.4 donne le résultat d'un ajustement de ces activités pour les topologies $e-e$ externe et $\gamma-e$ externe et la figure 5.3.5 pour la topologie $e-t$ pour la phase 2.

Le tableau donne, quant à lui, les principaux ajustements d'activité ($>1\%$).

La première constatation est que globalement, l'activité de l'ajustement est plus faible que l'activité attendue par mesure HPGe et concerne notamment les activités en ^{214}Bi et ^{208}Tl . Deux phénomènes sont observés :

1. La première phase présente globalement un excès en ^{214}Bi et ^{208}Tl . Cela n'est pas forcément étonnant étant donné qu'ils sont dépendants d'un dégazage en radon et thoron. Ce dégazage et la migration de ce gaz dans le détecteur peuvent fortement

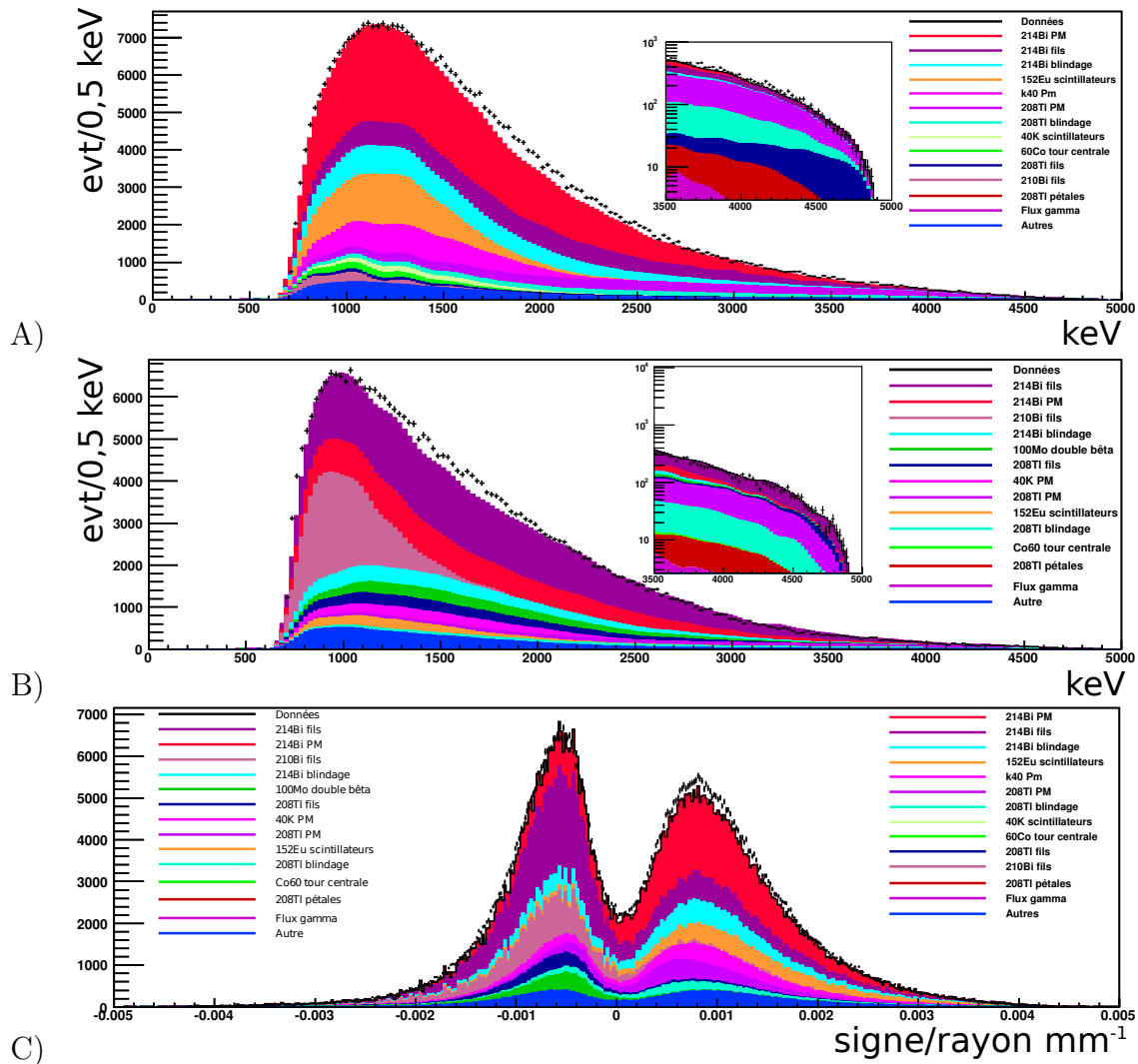


FIGURE 5.3.3: Comparaison des énergies totales pour la topologie e-t de courbe positive en A), négative en B) et comparaison des courbures en C) du nouveau modèle de bruit de fond externe entre les données réelles et simulées ayant au moins un vertex reconstruit dans les sources de ^{100}Mo pour la phase 1. La partie “Autre” est principalement constituée de ^{60}Co .

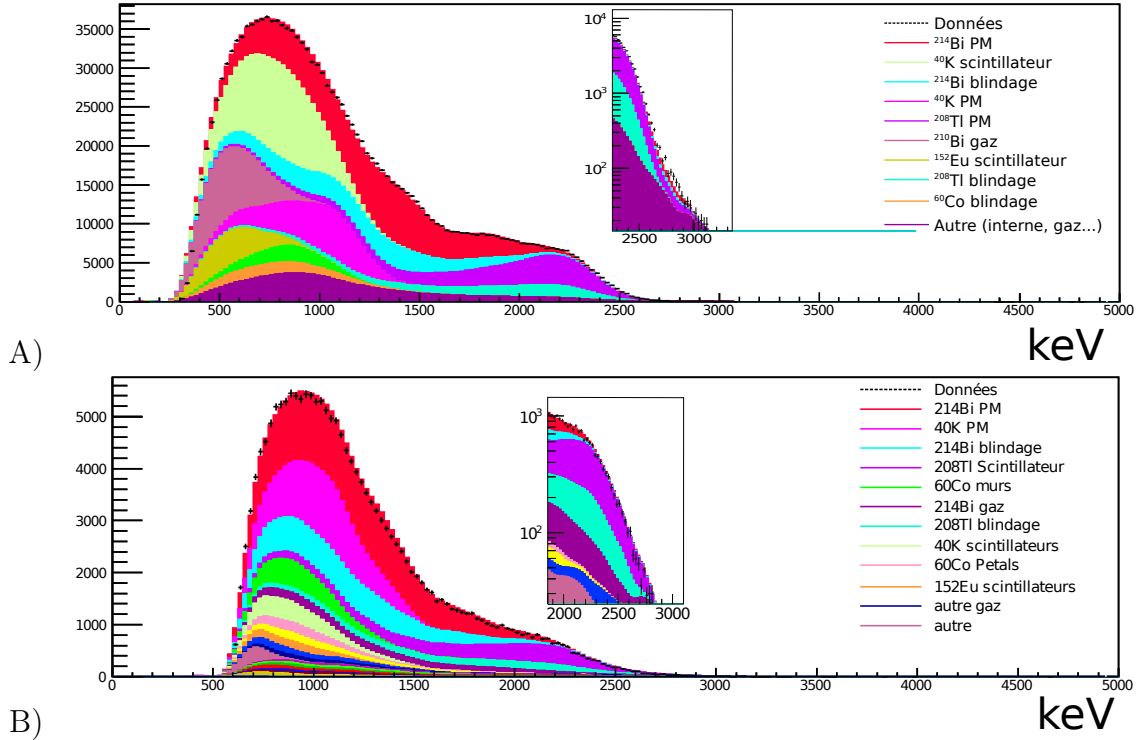


FIGURE 5.3.4: Comparaison des énergies totales pour les topologies e-e externe en A) et γ -e externe B) du nouveau modèle de bruit de fond externe entre la simulation et les données ayant au moins un vertex reconstruit dans les sources de ^{100}Mo pour la phase 2. La partie “Autre” est principalement constituée de ^{60}Co .

	Activité (Bq)				
	^{40}K phase 1/2	^{214}Bi phase 1/2	^{208}Tl phase 1/2	^{210}Bi phase 1/2	^{152}Eu phase 1/2
PM		$650 \pm 5 / 269 \pm 3$	$35 \pm 0,7 / 27,4 \pm 0,3$		
Scint	$20 \pm 0,4 / 20 \pm 0,3$			$11,5 \pm 1 / 11,5 \pm 0,7$	$5,7 \pm 0,1 / 4,65 \pm 0,1$
Tour					
blind		$7700 \pm 90 / 6110 \pm 60$	$498 \pm 24 / 428,4 \pm 20$		

TABLE 5.3.3: Radioactivité des différents éléments mesurée à l’aide des topologies e-e externe, γ -e externe et e_t pour les deux phases. Seules les activités divergentes à plus de 1 % des valeurs attendues en tableau 5.3.1 sont présentées.

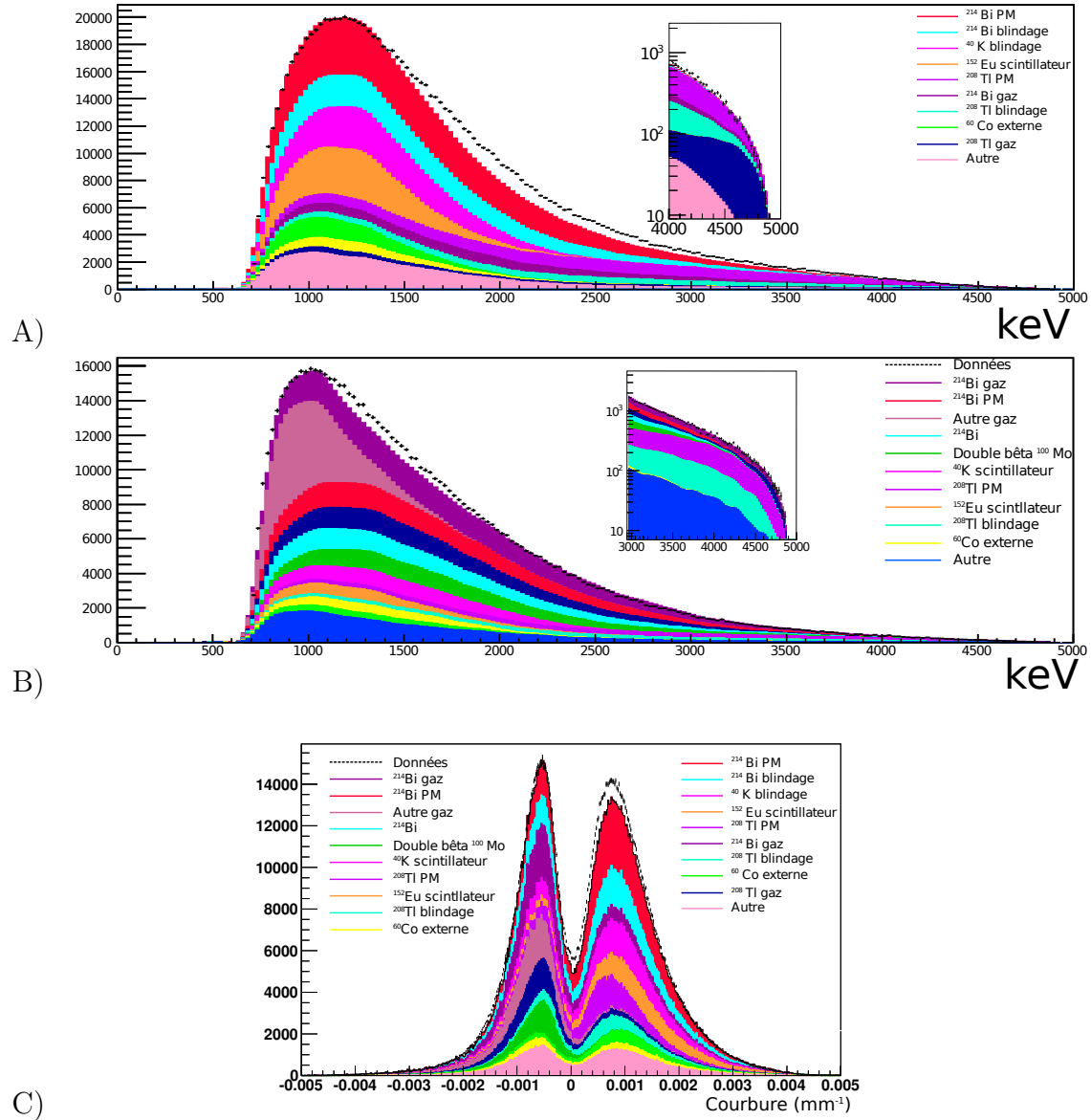


FIGURE 5.3.5: Comparaison des énergies totales pour la topologie e-t de courbe positive en A), negative en B) et comparaison des courbures en C) du nouveau modèle de bruit de fond externe entre les données réelles et simulées ayant au moins un vertex reconstruit dans les sources de ^{100}Mo pour la phase 2. La partie “Autre” est principalement constituée de ^{60}Co .

influencer l'efficacité de détection et impliquent donc une forte erreur systématique vis-à-vis de l'activité réelle. Qui plus est il est difficile, voire impossible, de différencier les décroissances du radon ayant lieu dans le blindage, dans les PM ou dans l'air se trouvant entre le calorimètre et le blindage. Il est donc possible que, dû à des fuites du détecteur, le taux de radon dans cet interface soit élevé.

2. La seconde phase, quant à elle, présente un déficit en ^{214}Bi et ^{208}Tl . Cela peut aisément s'expliquer par la tente anti-radon. En effet, le flux continu d'air purifié en radon chasse le radon et le thoron contenu autour du blindage et des PM. Cela n'est possible que s'il y a une possibilité d'échange de gaz entre la chambre à fils et la partie au delà du calorimètre. Cette hypothèse est fort probable et explique par ailleurs le fait que l'activité en radon dans la chambre à fils est plus élevée qu'attendu durant la phase 1. Cela explique aussi l'excès de radon sur les parois du calorimètre, notamment des murs externes, exposés au radon des PM et du blindage.

La seconde constatation est que l'inclusion d'un élément de contamination durant la confection des scintillateurs est indispensable. Cet élément est à priori du ^{152}Eu , choix conforté par une activité durant les deux phases compatibles avec son temps de demi-vie.

On obtient une bonne compatibilité entre la simulation et les données pour les topologies de particules traversantes. Il est à noter que l'accord à haute énergie (plus de 2250 keV) diverge à moins de 1 %, ce qui pour la recherche double bêta est essentiel.

On observe malgré tout un désaccord d'environ 10 % pour la topologie e-t entre 1500 keV et 3000 keV des traces positives, et entre 700 keV et 1500 keV pour les traces négatives. Il est probable que ce désaccord soit lié à une erreur systématique due sur l'homogénéité de la contamination de la chambre à fils, qui est non simulée (voir sections 5.2.1, 5.2.3). En effet, la contribution de la chambre à fils concerne surtout les couches de fils les plus extérieures du trajectographe, et l'inhomogénéité d'activité mesurée peut atteindre un facteur dix. De plus la concentration sur les différentes parties du détecteur peut avoir une influence majeure sur l'énergie totale mesurée.

La deuxième hypothèse est la présence d'un isotope non détecté par les mesures HPGe. À l'instar de l' ^{152}Eu , cet élément doit présenter une grande efficacité de détection dans la topologie e-t, afin que l'activité soit trop faible pour les mesures HPGe.

Ce doit donc être un émetteur électron- γ (car la courbure est positive, donc correspondant à un électron provenant de l'extérieur), sur la surface des scintillateurs, du mylar ou du téflon. Étant donné l'activité très faible attendue, le ^{207}Bi , dont une très faible activité a été observée à la surface de certains scintillateurs, représente un bon candidat.

La figure 5.3.6 présente le spectre de désintégration de cet isotope éventuel.

Confirmation et validation du modèle de bruit de fond grâce aux feuilles de cuivre.

Confirmation. Un secteur contenant des feuilles de cuivre pur a été installé dans le détecteur afin d'étudier le bruit de fond externe (section 2.1.2). Ce secteur ne doit donc contenir aucune composante provenant du bruit de fond interne ou de la désintégration

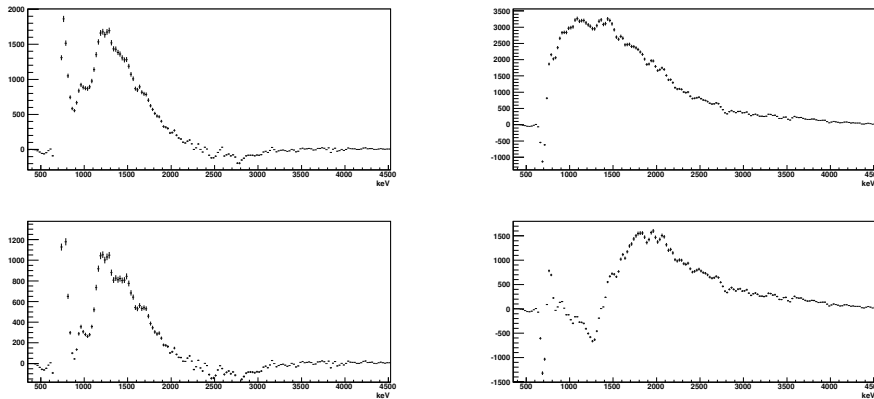


FIGURE 5.3.6: Résidu entre l'énergie totale de la simulation et les données pour la topologie e-t, pour les courbes négatives (gauche), positives (droite) sans ^{152}Eu (haut) et avec ^{152}Eu (bas).

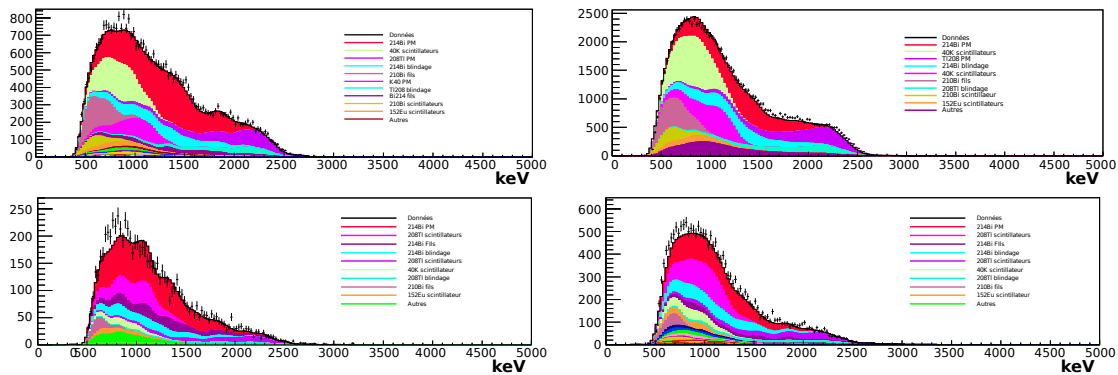


FIGURE 5.3.7: Comparaison entre les données et la simulation pour la topologie e-e (haut) et e-g (bas) pour la phase 1 (gauche) et la phase 2 (droite) sur les feuilles de cuivre avec les activités données par les tableaux 5.3.1 et 5.3.3. (La simulation ne contenant que peu de statistique, les distributions ont été lissées à intégrale constante).

double bêta. Les figures 5.3.7 et 5.3.8 représentent la comparaison entre les données réelles et la simulation aux activités d'isotopes données par les tableaux 5.3.1 et 5.3.3 pour les topologies e-e, e-g et e_t ayant un vertex reconstruit sur la feuille de cuivre. Ce test a été réalisé sans ajustement afin de figurer les fluctuations possibles d'un secteur à un autre.

On constate un très bon accord entre la simulation et les données, en prenant en compte une fluctuation du bruit de fond externe pouvant aller jusqu'à 10 % entre chaque secteur [104]. On constate par ailleurs la même erreur systématique sur la topologie de l'électron traqué, ce qui est compatible avec l'erreur systématique due à l'inhomogénéité de la contamination de la chambre à fils ou du calorimètre, en particulier en radon. En effet, cette inhomogénéité présente une symétrie cylindrique (figure 5.2.5) et doit donc

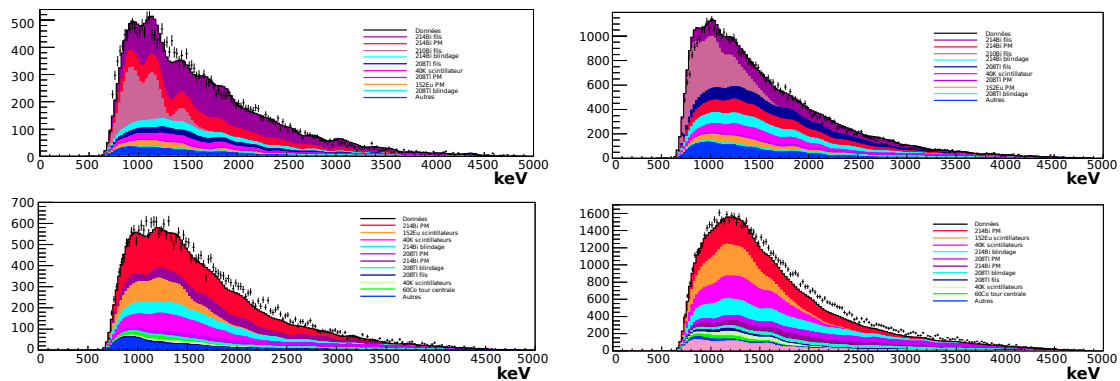


FIGURE 5.3.8: Comparaison entre les données et la simulation pour la topologie e-t pour la phase 1 (gauche) et la phase 2 (droite) à courbure négative (haut) et positive (bas) sur les feuilles de cuivre avec les activités données par les tableaux 5.3.1 et 5.3.3. (La simulation ne contenant que peu de statistique, les distributions ont été lissées à intégrale constante).

être équivalente dans tous les secteurs. Si cette erreur provient d'une contamination non prise en compte, elle doit être répartie sur tout le détecteur.

Validation. L'intérêt d'utiliser les feuilles de cuivre est de pouvoir comparer les événements de forte probabilité de temps de vol interne. En effet, les feuilles étant très pures, la totalité de ces événements provient du bruit de fond externe, soit par des processus décrits en figure 5.0.2, soit par des événements mal reconstruits, que ce soit par leur trace ou leur temps. Afin de valider un modèle de bruit de fond externe, il faut donc que le nombre d'événements mesurés et le nombre d'événements externes simulés internes provenant de la feuille de cuivre doivent être compatibles. Étant donné la forte suppression des événements externes grâce au calcul de ToF et de la proximité de la feuille de cuivre avec les feuilles source double bêta de ^{100}Mo , les désintégrations double bêta provenant de cette dernière doivent être prise en compte. En effet la résolution du trajectographe (de quelques cm) fait que certains événements double bêta ont un vertex reconstruit sur la feuille source adjacente. La figure 5.3.9 représente la distribution d'énergie totale des événements électron-électron réels et simulés de probabilité interne supérieure à 0.01 et de probabilité externe inférieure à 0.005. L'activité simulée de chaque isotope correspond à l'activité totale utilisée pour les feuilles sources de ^{100}Mo . On constate une très bonne compatibilité, sachant que l'activité du bruit de fond peut fluctuer de 10 % d'un secteur à un autre [104], ce qui permet de valider ce modèle de bruit de fond et le rend utilisable dans une analyse utilisant le traçage gamma.

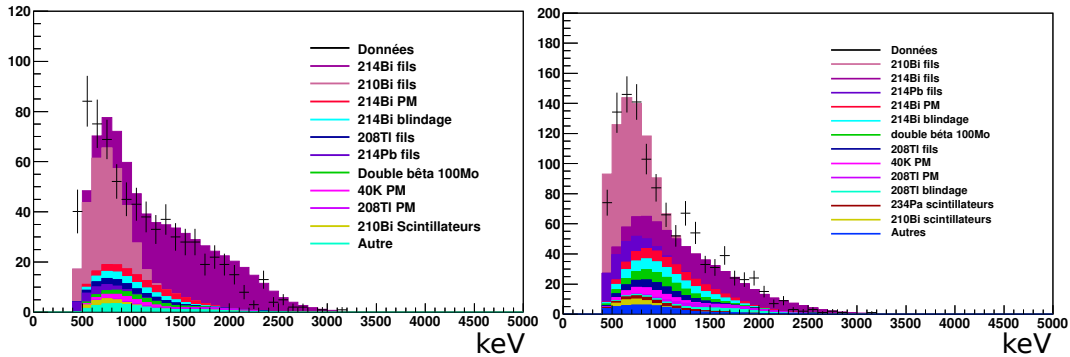


FIGURE 5.3.9: Événements électron-électron réels et simulés de probabilité interne supérieure à 0.01 et de probabilité inférieure à 0.005 ayant un vertex provenant de la feuille de cuivre pour la phase 1 (gauche) et la phase 2 (droite).

5.3.3 Conclusion

Ce nouveau modèle de bruit de fond apporte de nombreux avantages par rapport au modèle de bruit de fond simplifié :

- il bénéficie d'une meilleure compatibilité pour la topologie e-t, passant d'environ 250 % de divergence à 10 % ;
- il nécessite six fois moins de ^{152}Eu sur les scintillateurs, isotope non mesuré avec les HPGe ;
- il est essentiellement basé sur les mesures HPGe, et ne diverge que pour peu d'isotopes, et de manière justifiable ;
- il a pu être confirmé et validé grâce aux feuilles de cuivre.

Malgré l'erreur systématique observée tout particulièrement dans la topologie de l'électron tracé, ce modèle a pu être validé grâce à la feuille de cuivre pour les topologies double électrons. Il doit donc être préférentiellement utilisé pour l'analyse effectuée avec un traçage gamma.

Une validation du modèle de bruit de fond pour la topologie utilisée pour la recherche de la désintégration double bêta avec et sans émission de neutrinos vers l'état fondamental du ^{100}Ru a été spécifiquement réalisée dans le chapitre concernant cette analyse.

Chapitre 6

Analyse de la double désintégration bêta du ^{100}Mo

Si dans une expérience, on ne joue pas sa raison, l'expérience ne vaut pas la peine d'être tentée.

Gaston Bachelard

Sommaire

6.1	Double désintégration bêta du ^{100}Mo Vers les états excités du ^{100}Ru	174
6.2	Bruit de fond interne	176
6.3	Conclusion	185

Introduction

LA RECHERCHE de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos du ^{100}Mo vers les états excités du ^{100}Ru représente le but final de ce travail de développement. En effet, dans les chapitres précédents, ce travail de thèse s'est en très grande partie basé sur le développement de méthodes d'analyse de données de NEMO3 pour la recherche de la double désintégration bêta avec et sans émission de neutrinos et sur l'étude des erreurs systématiques. Il s'est aussi attardé sur le développement d'une nouvelle reconstruction du parcours des rayonnements gamma dans le détecteur, signature des désintégrations vers les états excités. Par ailleurs, une description plus complète du modèle de bruit de fond externe à NEMO3 a été obtenu, compatible avec cette reconstruction dite du traçage gamma.

Grâce à ce travail, ce chapitre va pouvoir développer la désintégration double bêta du ^{100}Mo Vers les états excités du ^{100}Ru en utilisant les outils développés et en étudiant sa

topologie et celle du bruit de fond restant, dans le but d'établir une nouvelle limite du temps de demi-vie de cette désintégration.

6.1 Double désintégration bêta du ^{100}Mo Vers les états excités du ^{100}Ru

L'étude de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos vers les états excités du noyau fils est un canal sensible à la masse du neutrino de Majorana et à la présence de courant droit dans l'interaction faible.

La désintégration double bêta avec émission de neutrinos vers les états excités apporte quant à elle des contraintes supplémentaires aux calculs d'éléments de matrice nucléaire [107]. Mais la recherche de ce signal est rendue difficile par les faibles énergies mises en jeu dans les désintégrations. La probabilité de décroissance double bêta avec émission de neutrinos vers les états excités est proportionnelle à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ à la puissance onze. Expérimentalement le temps de demi-vie est supérieur d'un facteur 100 entre la désintégration du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru ($\beta\beta 2\nu (0_1^+)$) et la désintégration vers l'état fondamental du ^{100}Ru ($\beta\beta 2\nu (\text{gs})$). Par ailleurs la probabilité de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos est proportionnelle à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ à la puissance cinq [35].

Dans la topologie de la désintégration $\beta\beta 2\nu (0_1^+)$, les deux électrons sont accompagnés de deux rayonnements gamma de désexcitation du ^{100}Ru de 540 keV et 590 keV. La détection de ces quatre particules en coïncidence permet de réduire drastiquement le bruit de fond. La mesure de chacune des particules n'est possible qu'avec un détecteur de type tracko-calorimètre tel que NEMO3. La méthode du traçage gamma a été développée (section 4.4.2) dans le but de d'améliorer la détection de ce signal et de s'affranchir d'une partie de l'erreur systématique due au temps mort et au système de déclenchement étudiée en section 4.6.

6.1.1 Prédictions théoriques et résultats attendus

Il existe plusieurs modèles théoriques prédisant le temps de demi-vie de la désintégration double bêta avec émission de neutrinos du ^{100}Mo vers les états excités du ^{100}Ru , donnant chacun des résultats pouvant amener à des différences de plusieurs ordres de grandeur. Leur résultat est résumé en tableau 6.1.1.

La mesure de la désintégration $\beta\beta 2\nu(0_1^+)$ permet par ailleurs de contraindre les modèles de calculs des éléments de matrices nucléaires.

Le tableau 6.1.2 résume les expériences précédemment menées pour la mesure du temps de demi-vie $\beta\beta 2\nu(0_1^+)$ du ^{100}Mo vers les états excités du ^{100}Ru .

Les calculs théoriques de la désintégration $\beta\beta 2\nu (2^+)$ présentés par le tableau 6.1.1 s'accordent pour donner un temps de demi-vie particulièrement défavorable. Ce niveau n'est accessible que par courant droit. De plus sa topologie, deux électrons et un seul

Modèle théorique	$T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu} (^{100}\text{Mo})$ calculé (années)	
	$0^+ \rightarrow 0_1^+$	$0^+ \rightarrow 2_1^+$
Single Particule basis (sp)	$1,6 \times 10^{22}$	$2,3 \times 10^{23}$
Wood-Saxon basis (WS)	$1,8 \times 10^{20}$	$2,1 \times 10^{21}$
Gap WS basis (GWS)	$1,7 \times 10^{20}$	$2,1 \times 10^{21}$
SU(3) basis	$4,2 \times 10^{20}$	$2,5 \times 10^{25}$
pseudo-SU(3) basis	$1,6 \times 10^{21}$	$5,5 \times 10^{25}$
sQRPA	$2,1 \times 10^{21}$	$3,4 \times 10^{22}$
Single State Dominance hypothesis (SSD)	$4,4 \times 10^{20}$	$1,7 \times 10^{23}$

TABLE 6.1.1: Temps de demi-vie de la désintégration double bêta avec émission de neutrinos du ^{100}Mo calculé avec différents modèles théoriques [108, 109, 110, 111].

expérience	$T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu} (0^+ \rightarrow 0_1^+)$ (années)	exposition (kg.h)
ELEGANT V (1996)	$> 0,8 \times 10^{20}$	381
NEMO2 (1992)	$> 1,2 \times 10^{21}$	2284
NEMO2 (1995)	$(6, 1_{-1,7}^{+1,8}) \times 10^{20}$	9532
NEMO2 (1999)	$(9, 3_{-1,7}^{+2,8}(\text{stat}) \pm 0,6(\text{syst})) \times 10^{20}$	6804
NEMO3 (2004)	$(5, 9_{-1,1}^{+1,7}(\text{stat}) \pm 0,6(\text{syst})) \times 10^{20}$	11088

TABLE 6.1.2: Mesures de temps de demi-vie de la désintégration $\beta\beta 2\nu (0_1^+)$ [112, 113, 114, 115, 116]

rayonnement de désexcitation du ^{100}Ru de 590 keV, rend plus difficile sa discrimination avec le bruit de fond du détecteur. Le travail de cette thèse se concentrera donc sur la recherche de la désintégration $\beta\beta 2\nu (0_1^+)$ et $\beta\beta 0\nu (0_1^+)$.

6.1.2 Mesure et validation du modèle de bruit de fond externe

La topologie qui sera donc utilisée pour la mesure du signal provenant de la désintégration $\beta\beta 2\nu (0_1^+)$ et la recherche de la désintégration $\beta\beta 0\nu (0_1^+)$ sera deux électrons et deux rayonnements gamma traqués associés au vertex commun des deux électrons (abrégé 2e2gt). La méthode de calcul du traçage gamma a été développée en section 4.4.2.

Le modèle de bruit de fond externe développé dans le chapitre 5 est testé en utilisant le traçage gamma (2e2gt) avec les données venant du cuivre, dans lesquelles on attend uniquement des contributions du bruit de fond externe.

La figure 6.1.1 donne une comparaison entre les données et la simulation pour cette topologie, dont les vertex reconstruits sont sur la feuille de cuivre. Les contributions aux bruits de fond externe les plus importantes pour cette topologie sont le ^{208}Tl et le ^{214}Bi venant du verre des PM et le ^{214}Bi venant du trajectographe, descendant du radon.

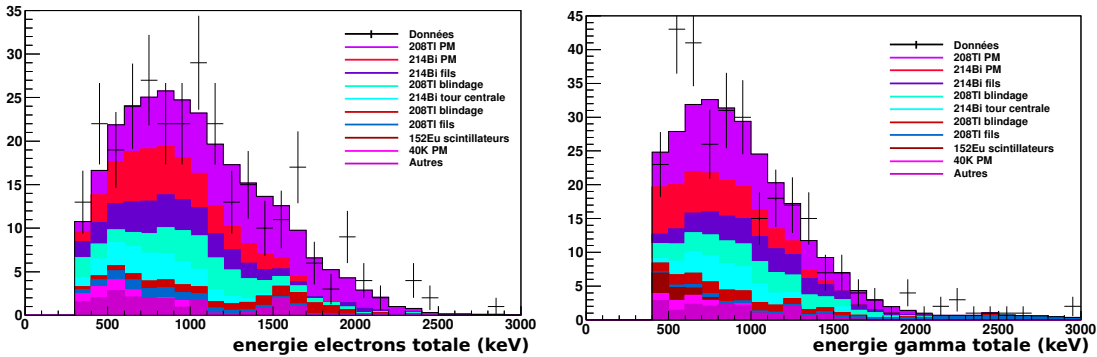


FIGURE 6.1.1: Données et simulation pour le modèle de bruit de fond dans la topologie 2e2gt sur la feuille de cuivre pour la somme de l'énergie des rayonnements gamma (gauche) et la somme de l'énergie des deux électrons (droite), pour toutes les traces de probabilité interne impliquant au moins trois cellules Geiger (haut) et pour les traces impliquant aussi le plan de cellules geiger proche de la feuille source et du calorimètre (bas).

On constate sur cette figure que le modèle de bruit de fond simulé reproduit très bien les données pour la topologie 2e2gt et valide donc ce modèle.

6.2 Bruit de fond interne

6.2.1 Contamination de la feuille source en ^{208}Tl et ^{214}Bi

Le modèle qui sera utilisé pour la contamination interne de la feuille source est décrit en section 5.1.

6.2.2 La double désintégration bêta du ^{100}Mo vers l'état fondamental du ^{100}Ru

La désintégration double bêta avec émission de neutrinos vers l'état fondamental du ^{100}Ru représente le bruit de fond le plus important dans la recherche de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos vers l'état fondamental du ^{100}Ru , mais aussi vers ses états excités. En effet, les électrons émis dans la feuille source peuvent émettre un rayonnement Bremsstrahlung. Il peut donc y avoir émission de rayonnements gamma en coïncidence avec les électrons, correspondant à la topologie des désintégrations double bêta vers les états excités du ^{100}Ru .

Coupages. La topologie de base utilisée pour la recherche d'événements de double désintégration bêta avec émission de neutrinos est la reconstruction de deux traces négatives provenant des feuilles source de ^{100}Mo ayant un vertex commun et une mesure d'énergie sur chaque PM associé à chaque trace.

La méthode de calcul de temps de vol développée en section 4.4 sera utilisée afin de réduire au maximum la contribution du bruit de fond externe et de la chambre à fils, étudiée en chapitre 5.

Afin de réduire l'effet des erreurs systématiques étudiées en section 4.6 les événements contenant en plus un gamma d'énergie inférieure à 100 keV et de probabilité interne et externe inférieures à 0,001 avec les deux électrons sont considérés comme des événements de type double bêta. Les événements contenant une ou plusieurs traces retardées en plus étant à plus de 36 cm (parcours maximum d'une particule alpha provenant d'un effet BiPo) de toutes les extrémités des traces principales sont eux aussi considéré comme des événements de type double bêta.

Résultat avec les outils d'analyse réalisés dans le cadre de cette thèse. Les mesures de désintégration double bêta avec émission de neutrinos du ^{100}Mo auprès du détecteur fournissent suffisamment de statistiques pour que l'erreur statistique soit faible face à l'erreur systématique du détecteur, évaluée à environ 7,7 %. Le résultat officiel fourni par la collaboration donne un temps de demi-vie de $T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu} (^{100}\text{Mo}, gs) = (7,02 \pm 0,02(stat) \pm 0,54(syst)) \times 10^{18}$ ans [117].

Une autre étude de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ a déjà été réalisée avec les outils présentés dans le cadre de cette thèse [83]. Le temps de demi-vie a été mesuré à $T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu} (gs) = (7,10 \pm 0,02(stat) \pm 0,54(syst)) \times 10^{18}$ ans pour un temps d'exposition de 4,84 ans et une efficacité de détection de 2 % estimée par simulation. Cette analyse appliquait des coupures très fortes (énergies, temps de vol, vertex et qualité des traces), ce qui permettait de considérer la contribution du bruit de fond comme négligeable.

Le modèle de bruit de fond développé dans le cadre de cette thèse permet d'ajuster ces coupures afin d'obtenir un ratio signal sur bruit défini par l'équation 6.2.1 plus favorable.

$$N_\sigma = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (6.2.1)$$

La figure 6.2.1 donne l'ajustement des données et de la simulation pour deux électrons ayant une probabilité de temps de vol interne supérieure à 0.01, une probabilité de temps de vol externe inférieure à 0.01, une énergie minimale et maximale de chaque électron de 200 keV et de 2850 keV, une distance de moins de 4 cm entre les vertex reconstruits de chaque électrons longitudinalement et moins de 3 cm radialement à la source et au moins trois cellules impliquées dans chaque trace.

Le temps de demi-vie se déduit grâce à l'équation 6.2.2 :

$$T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu} (gs) = \frac{\ln(2) \times \epsilon \times m \times N_a \times T}{N \times M_m} = (7,05 \pm 0,01(stat) \pm 0,54(syst)) \times 10^{18} \text{ ans} \quad (6.2.2)$$

où $\epsilon = 2,42$ % est l'efficacité de détection, $m = 6914$ g la masse de ^{100}Mo étudiée, N_a le nombre d'Avogadro, $T = 4,55$ ans le temps d'observation, N le nombre d'événements mesurés et $M_m \approx 100$ la masse molaire du ^{100}Mo .

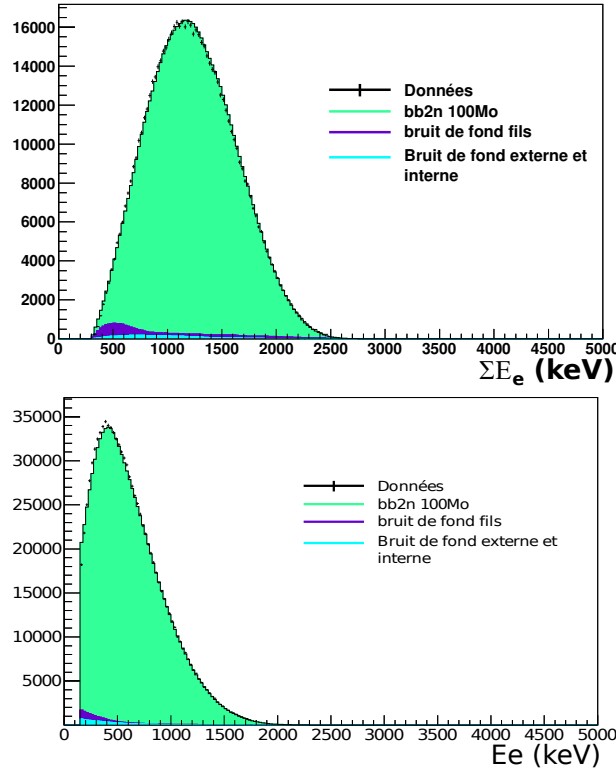


FIGURE 6.2.1: Spectre de la somme des énergies mesurées de deux électrons (haut) et de chaque électron (bas) pour la topologie électrons-électrons. 678035 événements mesurés pour un temps d'exposition de 4,55 ans

Ce résultat est compatible avec la valeur publiée par la collaboration [118] :

$$T_{1/2}^{100}\text{Mo} = (7,11 \pm 0.02(\text{stat}) \pm 0.54(\text{syst})) \times 10^{18} \text{ ans}$$

et valide donc la chaîne d'analyse.

6.2.3 Sélections des événements

Plans de fils La figure représente la position des deux extrémités des traces reconstruites pour la simulation du signal $\beta\beta 2\nu$ (0_1^+), de la simulation du bruit de fond et pour le ratio signal sur bruit de fond. On constate une forte réduction de ce ratio pour les plans de fils proches de la feuille source pour le point initial et proche du calorimètre pour le point final de chacune des traces. Cela est notamment dû à la forte réduction des événements de désintégration du ^{214}Bi sur la surface des fils et de la suppression des événements dont l'origine est l'interaction d'un rayonnement gamma provenant de l'extérieur (^{214}Bi ou ^{208}Tl) dans le trajectographe. La coupure qui sera appliquée est que chaque trace reconstruite doit impliquer le plan de fils le plus proche de la source et le plan de fil le plus proche du trajectographe.

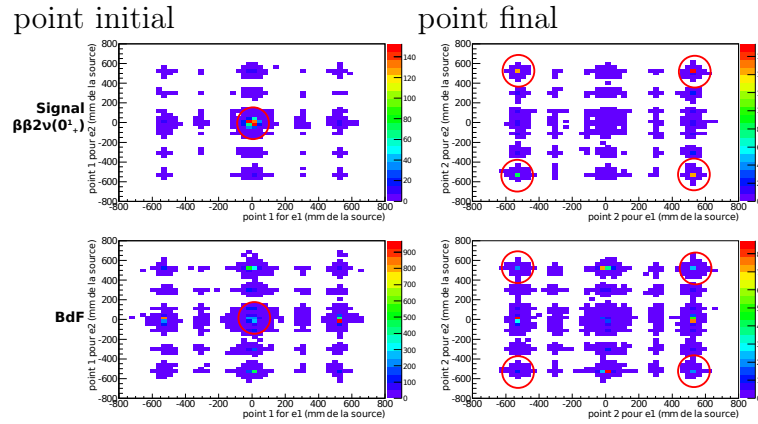


FIGURE 6.2.2: Coupure sur la position initiale (coté source pour des traces négatives) et finale (coté calorimètre pour des traces négatives) pour le signal $\beta\beta 2\nu(0_1^+)$ (haut) et le bruit de fond (bas). Tous les événements hors des cercles rouges sont coupés.

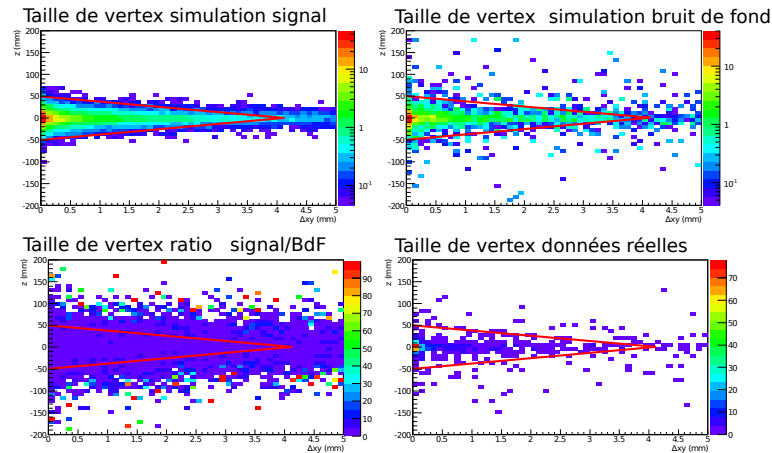


FIGURE 6.2.3: Coupure appliquée sur la taille des vertex reconstruits entre les deux électrons pour la simulation du signal $\beta\beta 2\nu(0_1^+)$, la simulation du bruit de fond, le ratio signal sur bruit de fond et les données réelles. Les événements situés hors les limites de la ligne rouge sont supprimés.

Dimensions du vertex La figure 6.2.3 représente la coupure appliquée sur la dimension du vertex. En effet si le calcul de temps de vol développé en section 4.4 contraint fortement les dimensions de vertex la coupure sur les plans de fils décrite précédemment permet une précision plus fine sur la dimension des vertex. La figure 6.2.3 montre que bien que le ratio signal sur bruit de fond est constant à l'intérieur de la coupure, les événements extérieurs sont principalement composés de bruit de fond.

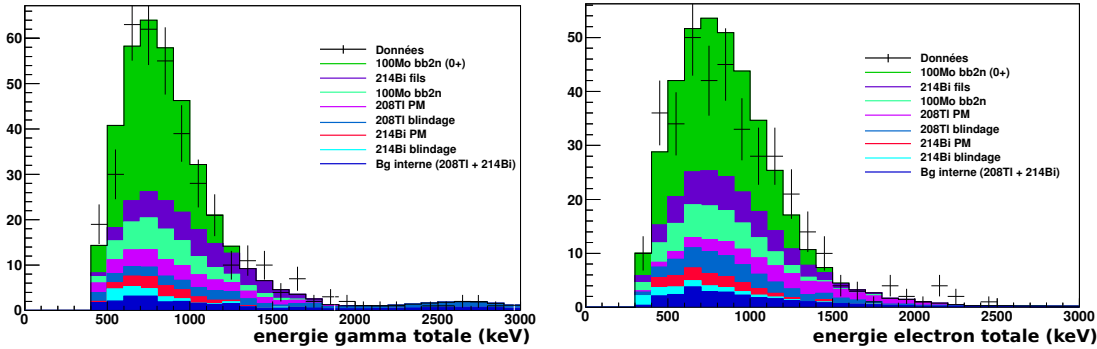


FIGURE 6.2.4: Données et simulation pour les événements de topologie 2e2gt dans les feuilles de ^{100}Mo et avec un temps de demi-vie $T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(0_1^+) = 5,75 \times 10^{20}$ ans.

Qualité des traces La figure 6.2.4 présente les résultats pour les feuilles source de molybdène avec uniquement la coupure sur la qualité des traces précédemment décrite (au moins trois cellules Geiger par trace dont au moins une sur les plans de cellules les plus proches du calorimètre et une sur les plans les plus proche des feuilles source). Pour ce résultat préliminaire, la simulation a été normalisée à une activité de $T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(0_1^+) = 5,75 \times 10^{20}$ ans pour la désintégration $\beta\beta 2\nu(0_1^+)$ correspond aux résultats d’analyses précédentes ayant utilisé les méthodes de calcul de temps de vol développées dans le cadre de cette thèse et appliquées aux données de NEMO3 [83].

On constate dans cette figure que le bruit de fond est dominé par le bruit de fond externe venant du ^{214}Bi dans la chambre à fils et du bruit de fond interne venant de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ à cause du rayonnement Bremsstrahlung.

Pour réduire ces contributions une coupure supplémentaire sur la qualité de reconstruction des traces est ajoutée en plus du minimum de trois cellules Geiger associées : la trace doit aussi impliquer le plan de fils Geiger le plus proche des feuilles source et le plan de fils Geiger le plus proche du calorimètre. Le résultat de cette coupure appliquée aux événements provenant de la feuille de cuivre et de topologie 2e2gt est représenté dans la figure 6.2.3.

On constate une forte réduction du signal composé uniquement par le bruit de fond externe, et bien que la statistique soit faible, de manière compatible entre les données et la simulation.

Énergie des rayonnements gamma Bien que la coupure en qualité supprime fortement le bruit de fond, on reste sur un ratio signal sur bruit de fond d’environ 1. Afin de réduire le bruit de fond, une coupure sur l’énergie des rayonnements gamma est appliquée. La figure 6.2.6 présente l’énergie mesurée des deux rayonnements gamma pour les données et les simulations en incluant le bruit de fond. Le résultat des simulations permet d’optimiser la coupure pour un ratio signal sur bruit de fond est supérieur à 1. Elle peut

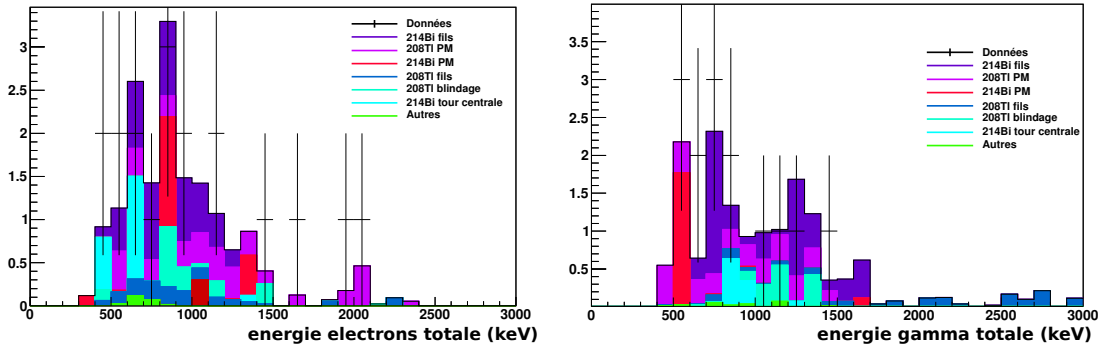


FIGURE 6.2.5: Signal de topologie 2e2gt provenant de la feuille de cuivre avec la topologie d'au minimum une cellule Geiger provenant du plan de cellule le plus proche de la feuille source et du plan le plus proche du calorimètre.

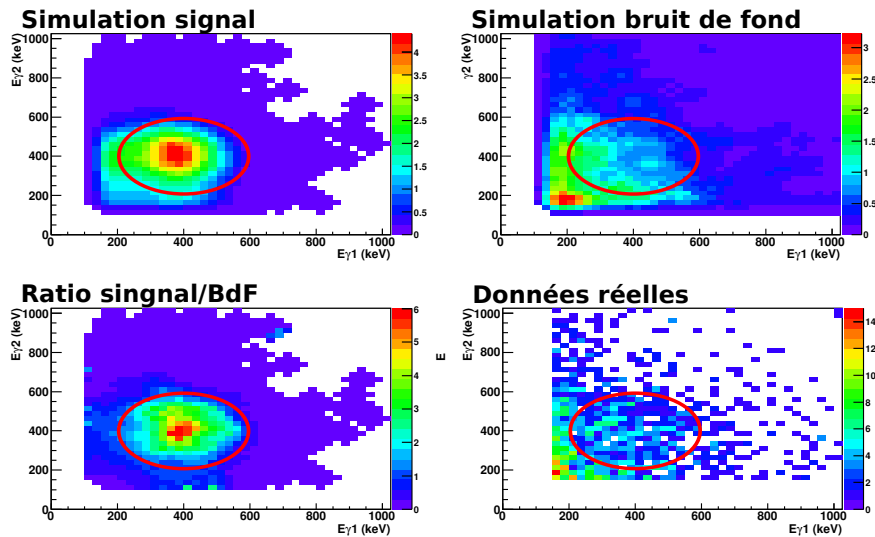


FIGURE 6.2.6: Énergie des deux gamma traqués de la topologie 2e2gt sur les feuilles sources de ^{100}Mo coupée pour le ratio signal/BdF > 1 .

s'exprimer par la formule

$$\sqrt{(E_{\gamma 1} - 400)^2 + (E_{\gamma 2} - 400)^2} < 200 \text{ keV}$$

où $E_{\gamma 1}$ et $E_{\gamma 2}$ sont les énergies mesurées des deux rayonnements gamma traqués.

Énergies totales des électrons et des rayonnements gamma Comparativement à la mesure de l'énergie des rayonnements gamma, la mesure de l'énergie des électrons a une bonne résolution (environ 15 % à 1 MeV). La figure 6.2.7 présente la somme en énergie des rayonnements gamma en fonction de la somme en énergie des électrons pour la simulation du signal et du bruit de fond.

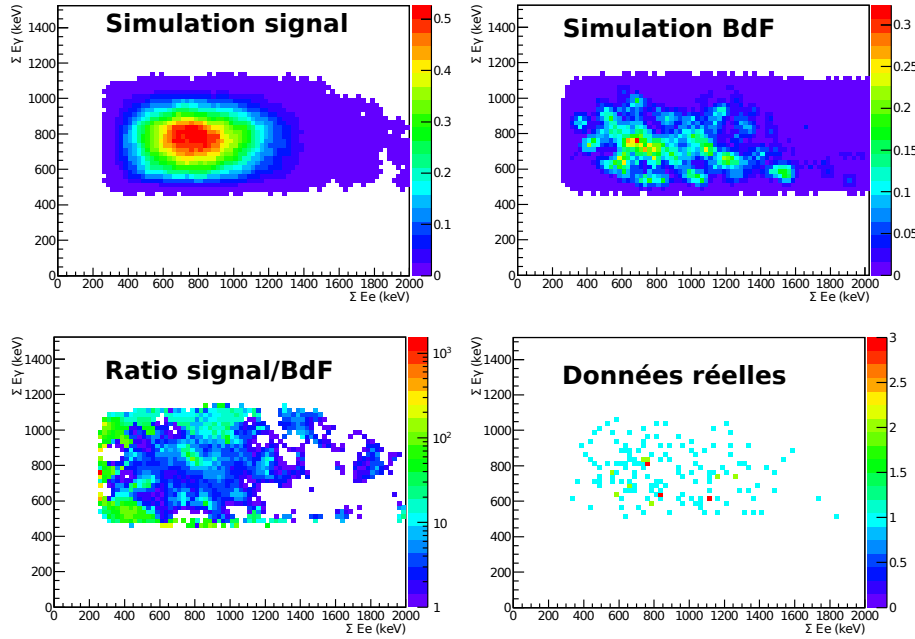


FIGURE 6.2.7: Énergie totale des électrons et des rayonnements gamma pour les données et la simulation. Le ratio signal sur bruit donne la matrice de sélection, seuls les événements ayant un ratio supérieur à 1 sont gardés.

Des coupures sont définies à partir du résultat de ces simulations de façon à avoir un rapport signal sur bruit supérieur à 1. Elle permettent de réduire les contributions de ^{208}Tl et ^{214}Bi .

Spectres en énergie après coupures. La figure 6.2.8 représente les spectres de la somme en énergie des rayonnements gamma et des électrons pour la désintégration $\beta\beta(0_1^+)$. La figure 6.2.9 est la somme de l'énergie totale mesurée dans l'événement. On constate sur ces figures une forte réduction du bruit de fond et une nette amélioration du ratio signal sur bruit.

Selon la publication de la collaboration le ratio signal sur bruit de fond de 3 permettant la meilleure efficacité de mesure du temps de demi-vie par le détecteur NEMO3.

On obtient un nombre d'événements total de 209 pour un temps d'exposition de 4,55 ans et une efficacité $\epsilon = 9,1 \times 10^{-4}$, ce qui correspond à un temps de demi vie de :

$$T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(0_1^+) = (6,15 \pm 0,5(stat) \pm 0,78(syst)) \times 10^{20} \text{ ans}$$

Ce résultat est compatible avec le résultat publié par la collaboration [119], donnant un temps de demi-vie de $T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(0_1^+) = (5,70 \pm 1,3(stat) \pm 0,8) \times 10^{20} \text{ ans}$.

Les sources d'erreurs systématiques sur la demi-vie totale $\beta\beta 2\nu(0_1^+)$ doivent prendre en considération les contribution suivantes [120] :

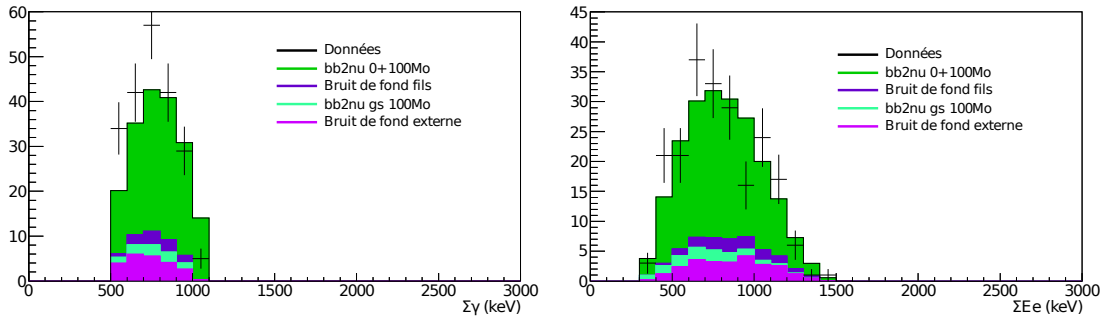


FIGURE 6.2.8: Spectre en énergie totale mesuré des rayonnements gamma (gauche) et de l'énergie totale des électrons (droite) des événements 2e2gt sélectionnés.

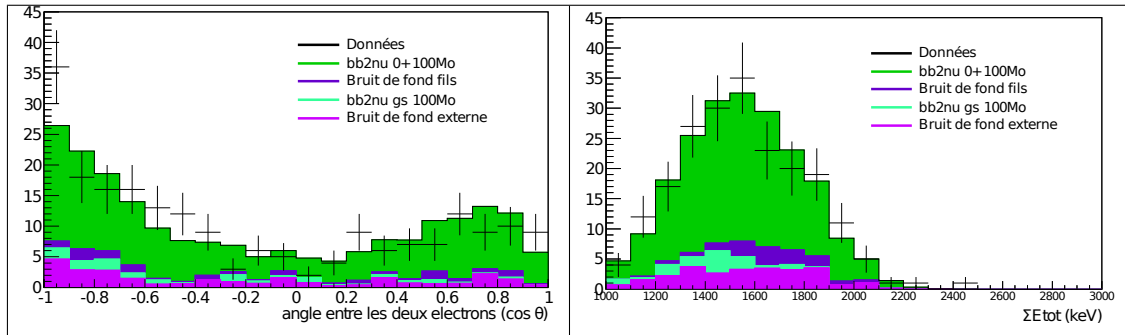


FIGURE 6.2.9: Angle entre les deux électrons (gauche) et spectre en énergie totale des événements 2e2gt sélectionnés (droite).

- l'erreur sur la courbure des traces reconstruites, impliquant 5 % d'erreur de signe ;
- l'erreur sur l'efficacité de détection des rayonnements gamma dans la simulation, estimée à 10 % ;
- les incertitudes sur l'étalonnage et le seuil en énergie, estimées à 2 % et 3 % ;
- l'erreur sur le calcul d'efficacité de détection, estimée à 4 % ;
- l'incertitude sur les composantes de bruit de fond, notamment l'activité en ^{222}Rn ;
- l'incertitude sur la statistique de la simulation, estimée environ à 3 %.

La somme de toutes ces erreurs est estimée à 14,1 % pour la phase 1 et 12,8 % pour la phase 2.

Double désintégration bêta sans émission de neutrinos vers l'état 0_1^+ du ^{100}Ru . Les coupures restent les mêmes que dans la recherche de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ (0_1^+) à l'exception de l'énergie totale des électrons et des rayonnements gamma sont optimisées pour la recherche de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ (0_1^+) (figure 6.2.10). Afin de réduire au maximum le bruit de fond, composé à la fois du bruit de fond interne, externe et de la $\beta\beta 2\nu$ (0_1^+), la coupure de sélection sur l'énergie totale des rayonnements gamma et des électrons est redéfinie selon la figure 6.2.10 et la coupure sur le ratio signal/bruit de fond

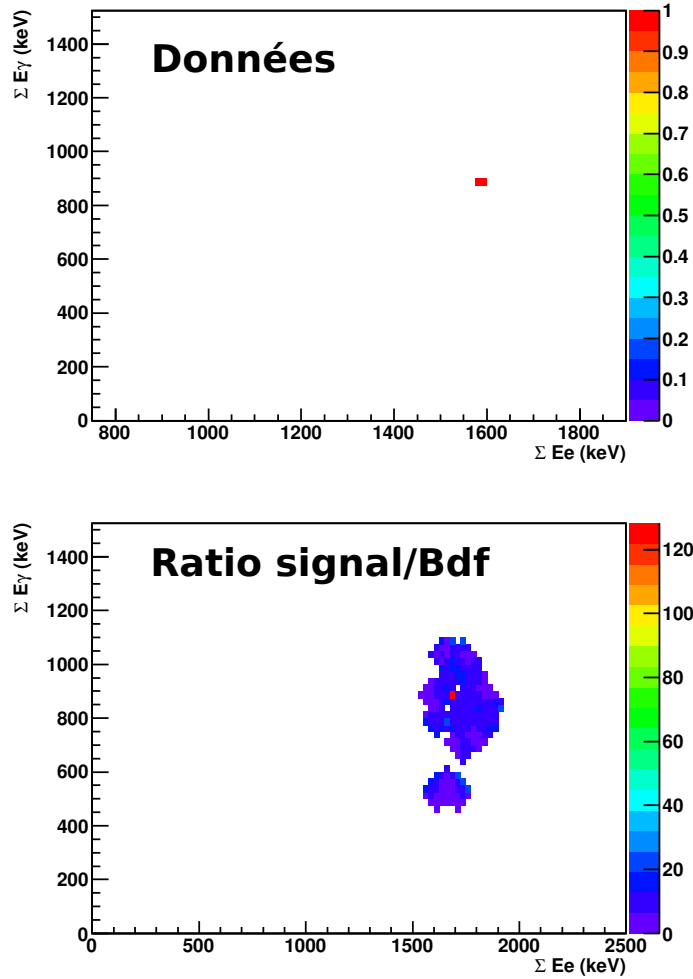


FIGURE 6.2.10: Coupure réalisée en énergie totale des rayonnements gamma et des électrons pour un $\text{ratio signal}_{\text{limite}}/\text{BdF} > 5$ (bas) et candidat à la désintégration $\beta\beta 0\nu$ (^{100}Mo , 0^+) restant après coupure. ($\text{signal}_{\text{limite}}$ étant la dernière limite publiée)

> 5 . On constate que si l'énergie des rayonnements gamma est la même, l'énergie totale des électrons est plus élevée (>1500 keV).

Il en ressort un seul événement candidat à la désintégration $\beta\beta 0\nu$ (0_1^+) alors que le modèle de bruit de fond proposé en prédit 0,90. Selon la statistique de Feldman-Cousins [121], la sensibilité d'une mesure est la valeur moyenne des limites supérieures pour une expérience dont le bruit de fond est connu et ne présentant aucun signal. Cette limite supérieure, ou seuil de décision (SD), se calcule selon l'équation [122] :

$$\text{SD} = k_{1-\alpha} \sqrt{2(n_{\text{BdF}} + 1)} = 3,2$$

où $k_{1-\alpha}$ est le facteur d'élargissement (1,645 pour 90 % d'indice de confiance), n_{BdF} est le nombre d'événements de bruit de fond attendus.

$$T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu}(0_1^+) > \frac{\ln(2) \times \epsilon \times m \times N_a \times T}{n_{\text{exclus}} \times M_m} \quad (6.2.3)$$

où $\epsilon = 6,36 \times 10^{-3}$ est l'efficacité de détection, $m = 6914$ g la masse de ^{100}Mo étudiée, N_a le nombre d'Avogadro, T le temps d'observation, N le nombre d'événements mesurés, n_{exclus} le nombre d'événements exclus par l'expérience et $M_m \approx 100$ la masse molaire du ^{100}Mo .

Dans cette mesure la limite établie est donc de :

$$T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu}(0_1^+) > 2,6 \times 10^{23} \text{ ans} \quad (6.2.4)$$

Selon la référence [123], cela correspond aux limites sur la masse effective du neutrino (en fonction du modèle utilisé) de

$$\langle m_\nu \rangle < [5, 60 - 7, 64] \text{ eV} \quad (6.2.5)$$

6.3 Conclusion

La compréhension du bruit de fond a permis des coupures plus fines que lors des études précédentes. L'effet principal de cette mesure est que, malgré le fait que ce modèle soit plus pessimiste que le modèle de bruit de fond simplifié et que le temps d'exposition analysé ne couvre que la phase 2, le temps de demi vie trouvé est du même ordre de grandeur que celui des analyses précédentes.

Cette analyse, basée sur le traçage gamma, donne accès à un plus grand nombre d'observables physiques. Elles ont pu être utilisées dans le cadre de cette thèse, apportant une amélioration de la méthode d'analyse et une meilleure compréhension du bruit de fond. Une analyse pouvant couvrir les deux phases de prise de données de NEMO3 doit permettre de repousser encore les limites de temps de demi-vie de la désintégration $T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu}(0_1^+)$.

C'est donc à la fois une confirmation des résultats obtenus par la collaboration NEMO3 avec des méthodes d'analyse et un modèle de bruit de fond différent, mais aussi de nouvelles perspectives pour la technologie dite du tracko-calorimètre. Une analyse couvrant la totalité des données de NEMO3 est en cours et un projet d'implémentation et d'utilisation des méthodes développées pour l'analyse des données de SuperNEMO et de son démonstrateur est à l'étude.

Conclusion

La désintégration double bêta sans émission de neutrinos offre un canal en or pour l'étude du neutrino, car non seulement son existence permettrait de déterminer sa nature, et selon le mécanisme mis en jeu, donnerai accès à son échelle de masse, ce qui offrirait de nouvelles perspectives au Modèle Standard. De nombreuses expériences sont dédiées à cette recherche, dont NEMO3 et le futur SuperNEMO. La prise de données de ce détecteur au sein du laboratoire souterrain de Modane s'est étendue de février 2003 à septembre 2011.

NEMO3, à la suite de NEMO et NEMO2, a permis de démontrer la maturité de la technologie dite du tracko-calor. Comme il a été présenté dans ce travail de thèse, l'utilisation de cette technique permet non seulement une étude approfondie des bruits de fond (donc sa réduction drastique), mais aussi d'étudier des désintégrations double bêta du ^{100}Mo vers les états excités du ^{100}Ru . Ce canal est particulièrement intéressant pour contraindre les éléments de matrice nucléaire.

NEMO3 a permis de poser de nouvelles limites sur les temps de vies de désintégrations $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo et du ^{82}Se et ouvre la voie à une nouvelle génération d'expériences exploitant la même technologie : SuperNEMO. Ce nouveau détecteur devra permettre de donner un accès à une échelle de masse du neutrino de la dizaine de meV, avec une exposition de 100 kg/an.

Ce travail de thèse a permis de mieux comprendre le comportement du calorimètre de NEMO3, notamment son évolution avec le temps. En effet un banc de test, dit banc DEL, a donné une mesure d'évolution dans le temps de la correction du gain des PM de référence de NEMO3 en fonction de la longueur d'onde pouvant aller jusqu'à 5 % en quelques jours. Il a permis de mener des tests supplémentaires autour des PM de NEMO3 et de SuperNEMO tel que leur résolution temporelle ou leur évolution de gain en fonction de la température. La conclusion la plus importante de ce travail est que l'étalonnage relatif de SuperNEMO, basé lui aussi sur un système de DEL, nécessite une recherche de longueur d'onde optimale afin de réduire au maximum les erreurs systématiques dues à la dépendance entre le gain des PM et la longueur d'onde incidente.

L'une des contributions les plus significatives de cette thèse est le développement d'outils informatiques pour l'analyse des données de NEMO3. Ces outils ont été développés dans le cadre du programme d'analyse collaboratif NAT++. Outre les corrections de bogues et les améliorations de performances et de temps de calculs, ce travail a permis d'intégrer une méthode de calcul des temps de vols et une méthode originale de recons-

truction du parcours des rayonnements gamma dans le détecteur : le traçage gamma. Un portage de ces outils vers ceux destinés à SuperNEMO est en cours. Ce portage est rendu possible notamment grâce à l'effort de standardisation des outils d'analyse au sein de la collaboration. Ils apportent un élément de maturité supplémentaire à la technologie du tracko-calorimétrie car une reconstruction plus complète est plus exhaustive des événements au sein du détecteur est maintenant possible.

Le modèle de bruit de fond classique, utilisé sans cette méthode du traçage gamma, a été reconstitué afin d'offrir le meilleur ajustement possible avec les données réelles. Étant donnée la diversité de l'origine du bruit de fond et de ses topologies possibles, et étant donné le nombre d'observables offertes par les méthodes d'analyse classique, il n'a pas été possible de développer un modèle de bruit de fond totalement exhaustif. Les nouvelles méthodes de reconstruction du parcours des rayonnements gamma dans le détecteur ont offert de nouvelles topologies originales. Combinées avec les mesures du temps de demi-vie du ^{152}Eu et du ^{60}Co , elles ont permis de créer un nouveau modèle à la fois plus proche des mesures HPGe réalisées avant le montage de NEMO3. Ce modèle a été construit afin de maximiser sa compatibilité avec toutes les topologies nécessaires à la recherche de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos du ^{100}Mo vers les états excités du ^{100}Ru .

La méthode du traçage gamma a été développée afin d'optimiser la recherche de la désintégration $\beta\beta 0\nu(0_1^+)$ du ^{100}Mo . La spécificité de cette désintégration est l'émission de deux rayonnements gamma de désexcitation du ^{100}Ru . Après avoir validé le modèle de bruit de fond pour la topologie 2e2gt, la première étape est la mesure de la désintégration $\beta\beta 2\nu(gs)$, représentant un élément de bruit de fond interne pour les études $\beta\beta 0\nu$ en général. Le résultat du temps de demi-vie de cette mesure est :

$$T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(gs) = 7,05 \pm 0,01(stat) \pm 0,54(syst) \times 10^{18} \text{ ans}$$

Ce résultat est compatible avec la publication précédente, donnant un temps de demi-vie $T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu} = (7.11 \pm 0.02(stat) \pm 0.54(syst)) \times 10^{18} \text{ ans}$.

Une deuxième source de bruit de fond est la désintégration $\beta\beta 2\nu(0_1^+)$ du ^{100}Mo . Ce travail de thèse donne un temps de demi-vie :

$$T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(0_1^+) = (6,15 \pm 1,1(stat) \pm 0,78) \times 10^{20} \text{ ans}$$

Ce résultat est compatible avec le résultat publié par la collaboration, donnant un temps de demi-vie de $T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(0_1^+) = (5,70 \pm 1,3(stat) \pm 0,8) \times 10^{20} \text{ ans}$.

Le résultat final de ce travail de recherche de la désintégration $\beta\beta 0\nu(0_1^+)$ du ^{100}Mo donne une nouvelle limite sur le temps de demi-vie de :

$$T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu}(0_1^+) > 2,6 \times 10^{23} \text{ ans}$$

Selon les théories actuelles, cela correspond aux limites sur la masse effective du neutrino (en fonction du modèle utilisé) de

$$\langle m_\nu \rangle < [5, 60 - 7, 64] \text{ eV}$$

Par extrapolation du temps d'exposition offert par NEMO3, cette sensibilité devrait être atteinte en 12 mois de prise de données de SuperNEMO.

Annexe A

L'interféromètre de Fabry-Perot

L'interféromètre de Fabry-Perot est constitué de deux surfaces planes à fort coefficient de réflexion (supérieure à 95%). La lumière fait plusieurs allers retours à l'intérieur de la cavité formée, se libérant partiellement à chaque réflexion. Les différents rayons sortants sont alors déphasés, et interfèrent entre eux.

Principe pour une onde monochromatique

Pour simplifier l'étude, on suppose que l'interféromètre est éclairé par une source de lumière monochromatique de longueur d'onde λ , ce qui est quasiment le cas pour le montage du banc DEL. La figure A.0.1 représente le parcours d'un tel rayon dans l'interféromètre.

Les rayons lumineux, sortant par la deuxième surface aux points b et c, n'ont pas parcouru le même chemin optique. Ainsi, ils présentent un déphasage ϕ l'un par rapport à l'autre, dépendant de l'angle θ . Ces deux rayons interfèrent entre eux ainsi qu'avec tous les autres rayons, qui auront été réfléchis plusieurs fois entre les deux surfaces réfléchissantes. On peut alors montrer que, selon la valeur de θ , mais surtout de la longueur d'onde λ , l'interférence de ces rayons sera additive ou destructive.

Par interférence dans les couches minces, le déphasage entre deux rayons successifs est donnée par :

$$\Delta\phi = k2nl\cos\theta \quad (\text{A.0.1})$$

Où n est l'indice de réfraction, $k = 2\pi/\lambda$ et θ est l'angle d'incidence (dans le cas du montage du banc DEL, $\theta \approx 0, \Delta\phi$ n'est donc dépendant que de λ). La phase du m -ième rayon s'écrit alors $s\phi_m = \phi_0 + m\Delta\phi$. Sachant que chaque réflexion atténue l'amplitude du rayon de \sqrt{R} , on en déduit que :

$$A_m = A_0 R^m$$

où A_0 est l'amplitude initiale du rayon et A_m est l'amplitude à la m -ième réflexion. L'amplitude complexe s'écrit alors :

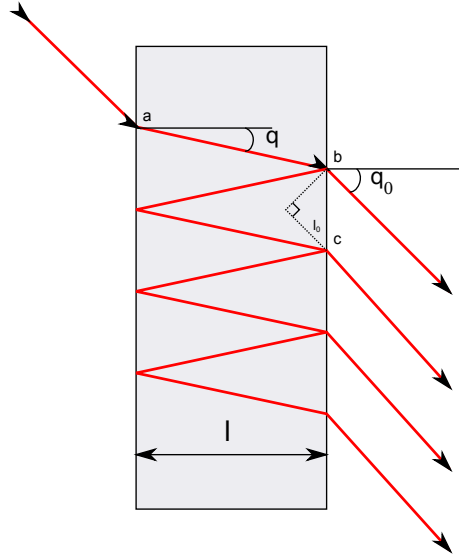


FIGURE A.0.1: Schéma de principe d'un interféromètre de Fabry-Perot : les rayons lumineux sont réfléchis à l'intérieur de la cavité, et en ressortent partiellement.

$$s_m = A_m e^{i\phi_m} = s_0 R^m e^{im\Delta\phi} = s_0 (Re^{i\Delta\phi})^m \quad (\text{A.0.2})$$

La totalité des rayons sortant de l'interféromètre a donc une amplitude complexe s'écrivant :

$$s_{tot} = \sum_{m=0}^{\infty} s_m = s_0 \frac{1}{1 - Re^{i\Delta\phi}}$$

Sachant que $I_0 = (1 - R)I_i$ où I_0 est l'intensité du premier rayon sortant et I_i l'intensité du rayon émis, l'intensité observée s'écrit alors :

$$I_f = |s_{tot}|^2 = \frac{s_0^2}{(1 - Re^{i\Delta\phi})(1 - Re^{-i\Delta\phi})} = I_i \frac{(1 - R)^2}{1 + R^2 - 2R\cos\Delta\phi}$$

La figure d'interférence obtenue (figure A.0.2) présente toujours des anneaux concentriques, mais leur taille varie en fonction de la distance entre les deux surfaces réfléchissantes, et de la longueur d'onde de la lumière utilisée. En effet, lorsqu'on étudie la formule précédente, on s'aperçoit que seules quelques longueurs d'ondes sont transmises : la transmittance en fonction de λ présente des pics séparés de $\delta\lambda$ et d'une largeur $\Delta\lambda$.

Transmission en fonction de la longueur d'onde

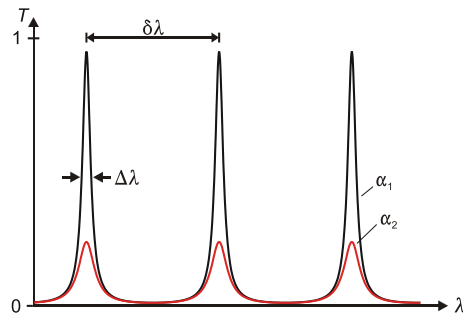


FIGURE A.0.2: Transmittance en fonction de la longueur d'onde d'un interféromètre de Fabry-Perot.

Bibliographie

- [1] S. Hannestad. Neutrinos in cosmology. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 57(1) :309 – 323, 2006. International Workshop of Nuclear Physics 27th course Neutrinos in Cosmology, in Astro, Particle and Nuclear Physics Ettore Majorana Center for Scientific Culture.
- [2] W. Pauli. Letter to l. meitner and her colleagues. *Physics Today*, 9(23), 1930.
- [3] E. Fermi. Toward the theory of beta-rays. *Zeit. Phys.*, 161(88), 1934.
- [4] H. Bethe and R. Peirls. The “Neutrino”. *nature*, 532(133), 1934.
- [5] C. L. Cowan, Jr., F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, and A. D. McGuire. Detection of the Free Neutrino : A Confirmation. *Science*, 124 :103–104, July 1956.
- [6] Carl D. Anderson and Seth H. Neddermeyer. Cloud chamber observations of cosmic rays at 4300 meters elevation and near sea-level. *Phys. Rev.*, 50 :263–271, Aug 1936.
- [7] G. Danby, J-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger. Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 9 :36–44, Jul 1962.
- [8] K., N. Kodamaa, C. Ushidaa, N. Andreopoulosb, G. Saoulidou, P. Tzanakosb, B. Yagerc, D. Ballerd, W. Boehnleind, B. Freemand, J. Lundbergd, R. Morfind, J.C. Rameikad, J.S. Yund, C.S. Songe, S.H. Yoone, P. Chunge, M. Berghausf, N.W. Kubantsevf, R. Reayf, N. Sidwellf, S. Stantonf, S. Yoshidaf, T. Aokig, J.T. Harag, D. Rhee, C. Ciampai, M. Ericksoni, K. Grahami, R. Helli, R. Rusacki, J. Schwienhorsti, J. Sialaffi, J. Trammelli, K. Wilcoxi, H. Hoshinoj, M. Jiko, M. Miyanishij, M. Komatsuj, T. Nakamuraj, K. Nakanoj, N. Niwaj, K. Nonakaj, O. Okadaj, T. Satoj, V. Akdogank, C. Paolonek, A. Rosenfeldl, T. Kulikk, W. Kafkam, T. Oliverm, J. Patzakm, and Schnepsm. Observation of tau neutrino interactions. *Phys. Lett. B*, 504 :218–224, Apr 2000.
- [9] K Nakamura et al. Review of particle physics. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 37 :561, july 2010.
- [10] Sheldon L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22(4) :579 – 588, 1961.

- [11] Abdus Salam and J. C. Ward. Gauge theory of elementary interactions. *Phys. Rev.*, 136 :B763–B768, Nov 1964.
- [12] Steven Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19 :1264–1266, Nov 1967.
- [13] J. Beringer et al. Particle data group. *Phys. Rev. Lett. D86*, page 010001, 2012.
- [14] T. D. Lee and C. N. Yang. Question of parity conservation in weak interactions. *Phys. Rev.*, 106 :1371–1371, Jun 1957.
- [15] Raymond Davis, Don S. Harmer, and Kenneth C. Hoffman. Search for neutrinos from the sun. *Phys. Rev. Lett.*, 20 :1205–1209, May 1968.
- [16] P Anselmann, W Hampel, G Heusser, J Kiko, T Kirsten, M Laubenstein, E Pernicka, S Pezzoni, U Rönn, M Sann, C Schlosser, R Wink, M Wojcik, R.v Ammon, K.H Ebert, T Fritsch, K Hellriegel, E Henrich, L Stieglitz, F Weirich, M Balata, N Ferrari, H Lalla, E Bellotti, C Cattadori, O Cremonesi, E Fiorini, L Zanotti, M Altmann, F.v Feilitzsch, R Mößbauer, U Schanda, G Berthomieu, E Schatzman, I Carmi, I Dostrovsky, C Bacci, P Belli, R Bernabei, S d’Angelo, L Paoluzi, A Bevilacqua, S Charbit, M Cribier, L Gosset, J Rich, M Spiro, T Stolarczyk, C Tao, D Vignaud, R.L Hahn, F.X Hartmann, J.K Rowley, R.W Stoenner, and J Weneser. Gallex results from the first 30 solar neutrino runs. *Physics Letters B*, 327(3–4) :377 – 385, 1994.
- [17] V.N. Gavrin, J.N. Abdurashitov, T.J. Bowles, M.L. Cherry, B.T. Cleveland, T. Daily, R. Davis Jr., S.R. Elliott, V.N. Gavrin, S.V. Girin, V.V. Gorbachev, T.V. Ibragimova, A.V. Kalikhov, N.G. Khairnasov, T.V. Knodel, K. Lande, C.K. Lee, I.N. Mirmov, S.N. Nico, A.A. Shikhin, W.A. Teasdale, E.P. Veretenkin, V.M. Vermul, D.L. Wark, P.W. Wildenhain, J.F. Wilkerson, V.E. Yants, and G.T. Zatsepin. Solar neutrino results from sage. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 77(1–3) :20 – 25, 1999.
- [18] B. Aharmim, S. N. Ahmed, A. E. Anthony, N. Barros, E. W. Beier, A. Bellerive, B. Beltran, M. Bergevin, S. D. Biller, K. Boudjemline, M. G. Boulay, T. H. Burritt, B. Cai, Y. D. Chan, D. Chauhan, M. Chen, B. T. Cleveland, G. A. Cox, X. Dai, H. Deng, J. Detwiler, M. DiMarco, P. J. Doe, G. Doucas, P.-L. Drouin, C. A. Duba, F. A. Duncan, M. Dunford, E. D. Earle, S. R. Elliott, H. C. Evans, G. T. Ewan, J. Farine, H. Fergani, F. Fleurot, R. J. Ford, J. A. Formaggio, N. Gagnon, J. TM. Goon, K. Graham, E. Guillian, S. Habib, R. L. Hahn, A. L. Hallin, E. D. Hallman, P. J. Harvey, R. Hazama, W. J. Heintzelman, J. Heise, R. L. Helmer, A. Hime, C. Howard, M. A. Howe, M. Huang, B. Jamieson, N. A. Jelley, K. J. Keeter, J. R. Klein, L. L. Kormos, M. Kos, C. Kraus, C. B. Krauss, T. Kutter, C. C. M. Kyba, J. Law, I. T. Lawson, K. T. Lesko, J. R. Leslie, I. Levine, J. C. Loach, R. MacLellan, S. Majerus, H. B. Mak, J. Maneira, R. Martin, N. McCauley, A. B. McDonald, S. McGee, M. L. Miller, B. Monreal, J. Monroe, B. Morissette, B. G. Nickel, A. J. Noble, H. M. O’Keeffe, N. S. Oblath, G. D. Orebi Gann, S. M. Oser,

- R. A. Ott, S. J. M. Peeters, A. W. P. Poon, G. Prior, S. D. Reitzner, K. Rielage, B. C. Robertson, R. G. H. Robertson, M. H. Schwendener, J. A. Secrest, S. R. Seibert, O. Simard, D. Sinclair, P. Skensved, T. J. Sonley, L. C. Stonehill, G. Tešić, N. Tolich, T. Tsui, C. D. Tunnell, R. Van Berg, B. A. VanDevender, C. J. Virtue, B. L. Wall, D. Waller, H. Wan Chan Tseung, D. L. Wark, N. West, J. F. Wilkerson, J. R. Wilson, J. M. Wouters, A. Wright, M. Yeh, F. Zhang, and K. Zuber. Low-energy-threshold analysis of the phase i and phase ii data sets of the sudbury neutrino observatory. *Phys. Rev. C*, 81 :055504, May 2010.
- [19] P. Abreu, M. Aglietta, E. J. Ahn, I. F. M. Albuquerque, D. Allard, I. Allekotte, J. Allen, P. Allison, A. Almeda, J. Alvarez Castillo, J. Alvarez-Muñiz, M. Ambrosio, A. Aminaei, L. Anchordoqui, S. Andringa, T. Antičić, C. Aramo, E. Arganda, F. Arqueros, H. Asorey, P. Assis, J. Aublin, M. Ave, M. Avenier, G. Avila, T. Bäcker, M. Balzer, K. B. Barber, A. F. Barbosa, R. Bardenet, S. L. C. Barroso, B. Baughman, J. Bäuml, J. J. Beatty, B. R. Becker, K. H. Becker, A. Bellétoile, J. A. Bellido, S. BenZvi, C. Berat, X. Bertou, P. L. Biermann, P. Billoir, F. Blanco, M. Blanco, C. Bleve, H. Blümer, M. Boháčová, D. Boncioli, C. Bonifazi, R. Bonino, N. Borodai, J. Brack, P. Brogueira, W. C. Brown, R. Bruijn, P. Buchholz, A. Bueno, R. E. Burton, K. S. Caballero-Mora, L. Caramete, R. Caruso, A. Castellina, O. Catalano, G. Cataldi, L. Cazon, R. Cester, J. Chauvin, S. H. Cheng, A. Chiavassa, J. A. Chinnellato, J. Chirinos Diaz, J. Chudoba, R. W. Clay, M. R. Coluccia, R. Conceição, F. Contreras, H. Cook, M. J. Cooper, and J. Coppens. Measurement of the proton-air cross section at $\sqrt{s}=57$ TeV with the pierre auger observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 109 :062002, Aug 2012.
- [20] Y. Ashie, J. Hosaka, K. Ishihara, Y. Itow, J. Kameda, Y. Koshio, A. Minamino, C. Mitsuda, M. Miura, S. Moriyama, M. Nakahata, T. Namba, R. Nambu, Y. Obayashi, M. Shiozawa, Y. Suzuki, Y. Takeuchi, K. Taki, S. Yamada, M. Ishitsuka, T. Kajita, K. Kaneyuki, S. Nakayama, A. Okada, K. Okumura, C. Saji, Y. Takenaga, S. T. Clark, S. Desai, E. Kearns, S. Likhoded, J. L. Stone, L. R. Sulak, W. Wang, M. Goldhaber, D. Casper, J. P. Cravens, W. Gajewski, W. R. Kropp, D. W. Liu, S. Mine, M. B. Smy, H. W. Sobel, C. W. Sterner, M. R. Vagins, K. S. Ganezer, J. Hill, W. E. Keig, J. S. Jang, J. Y. Kim, I. T. Lim, K. Scholberg, C. W. Walter, R. W. Ellsworth, S. Tasaka, G. Guillian, A. Kibayashi, J. G. Learned, S. Matsuno, D. Takemori, M. D. Messier, Y. Hayato, A. K. Ichikawa, T. Ishida, T. Ishii, T. Iwashita, T. Kobayashi, T. Maruyama, K. Nakamura, K. Nitta, Y. Oyama, M. Sakuda, Y. Totsuka, A. T. Suzuki, M. Hasegawa, K. Hayashi, I. Kato, H. Maesaka, T. Morita, T. Nakaya, K. Nishikawa, T. Sasaki, S. Ueda, S. Yamamoto, T. J. Haines, S. Dazeley, S. Hatakeyama, R. Svoboda, E. Blaufuss, J. A. Goodman, G. W. Sullivan, D. Turcan, A. Habig, Y. Fukuda, C. K. Jung, T. Kato, K. Kobayashi, M. Malek, C. Mauger, C. McGrew, A. Sarrat, E. Sharkey, C. Yanagisawa, T. Toshito, K. Miyano, N. Tamura, J. Ishii, Y. Kuno, M. Yoshida, S. B. Kim, J. Yoo, H. Okazawa, T. Ishizuka, Y. Choi, H. K. Seo, Y. Gando, T. Hasegawa, K. Inoue, J. Shirai, A. Suzuki, M. Koshihara, Y. Nakajima, K. Nishijima, T. Harada, H. Ishino, Y. Watanabe, D. Kielczewska, J. Zalipska,

- H. G. Berns, R. Gran, K. K. Shiraishi, A. Stachyra, K. Washburn, and R. J. Wilkes. Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by super-kamiokande i. *Phys. Rev. D*, 71 :112005, Jun 2005.
- [21] M. Apollonio, A. Baldini, C. Bemporad, E. Caffau, F. Cei, Y. Déclais, H. de Kerret, B. Dieterle, A. Etenko, J. George, G. Giannini, M. Grassi, Y. Kozlov, W. Kropp, D. Kryn, M. Laiman, C.E. Lane, B. Lefièvre, I. Machulin, A. Martemyanov, V. Martemyanov, L. Mikaelyan, D. Nicolò, M. Obolensky, R. Pazzi, G. Pieri, L. Price, S. Riley, R. Reeder, A. Sabelnikov, G. Santin, M. Skorokhvatov, H. Sobel, J. Steele, R. Steinberg, S. Sukhotin, S. Tomshaw, D. Veron, and V. Vyrodov. Limits on neutrino oscillations from the chooz experiment. *Physics Letters B*, 466(2-4) :415 – 430, 1999.
- [22] F Boehm, J Busenitz, B Cook, G Gratta, H Henrikson, J Kornis, D Lawrence, K.B Lee, K McKinny, L Miller, V Novikov, A Piepke, B Ritchie, D Tracy, P Vogel, Y.-F Wang, and J Wolf. Search for neutrino oscillations at the palo verde nuclear reactors. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 91(1-3) :91 – 98, 2001. Neutrino 2000.
- [23] S. Abe, T. Ebihara, S. Enomoto, K. Furuno, Y. Gando, K. Ichimura, H. Ikeda, K. Inoue, Y. Kibe, Y. Kishimoto, M. Koga, A. Kozlov, Y. Minekawa, T. Mitsui, K. Nakajima, K. Nakajima, K. Nakamura, M. Nakamura, K. Owada, I. Shimizu, Y. Shimizu, J. Shirai, F. Suekane, A. Suzuki, Y. Takemoto, K. Tamae, A. Terashima, H. Watanabe, E. Yonezawa, S. Yoshida, J. Busenitz, T. Classen, C. Grant, G. Keefer, D. S. Leonard, D. McKee, A. Piepke, M. P. Decowski, J. A. Detwiler, S. J. Freedman, B. K. Fujikawa, F. Gray, E. Guardincerri, L. Hsu, R. Kadel, C. Lendvai, K.-B. Luk, H. Murayama, T. O'Donnell, H. M. Steiner, L. A. Winslow, D. A. Dwyer, C. Jillings, C. Mauger, R. D. McKeown, P. Vogel, C. Zhang, B. E. Berger, C. E. Lane, J. Maricic, T. Miletic, M. Batygov, J. G. Learned, S. Matsuno, S. Pakvasa, J. Foster, G. A. Horton-Smith, A. Tang, S. Dazeley, K. E. Downum, G. Gratta, K. Tolich, W. Bugg, Y. Efremenko, Y. Kamyshkov, O. Perevozchikov, H. J. Karwowski, D. M. Markoff, W. Tornow, K. M. Heeger, F. Piquemal, and J.-S. Ricol. Precision measurement of neutrino oscillation parameters with kamland. *Phys. Rev. Lett.*, 100 :221803, Jun 2008.
- [24] Y. Abe, C. Aberle, T. Akiri, J. C. dos Anjos, F. Ardellier, A. F. Barbosa, A. Baxter, M. Bergevin, A. Bernstein, T. J. C. Bezerra, L. Bezrukhov, E. Blucher, M. Bongrand, N. S. Bowden, C. Buck, J. Busenitz, A. Cabrera, E. Caden, L. Camilleri, R. Carr, M. Cerrada, P.-J. Chang, P. Chimenti, T. Classen, A. P. Collin, E. Conover, J. M. Conrad, S. Cormon, J. I. Crespo-Anadón, M. Cribier, K. Crum, A. Cucoanes, M. V. D'Agostino, E. Damon, J. V. Dawson, S. Dazeley, M. Dierckxsens, D. Dietrich, Z. Djurcic, M. Dracos, V. Durand, Y. Efremenko, M. Elnimr, Y. Endo, A. Etenko, E. Falk, M. Fallot, M. Fechner, F. von Feilitzsch, J. Felde, S. M. Fernandes, D. Franco, A. J. Franke, M. Franke, H. Furuta, R. Gama, I. Gil-Botella, L. Giot, M. Göger-Neff, L. F. G. Gonzalez, M. C. Goodman, J. TM. Goon,

D. Greiner, B. Guillon, N. Haag, C. Hagner, T. Hara, F. X. Hartmann, J. Hartnell, T. Haruna, J. Haser, A. Hatzikoutelis, T. Hayakawa, M. Hofmann, G. A. Horton-Smith, M. Ishitsuka, J. Jochum, C. Jollet, C. L. Jones, F. Kaether, L. Kalousis, Y. Kamyshev, D. M. Kaplan, T. Kawasaki, G. Keefer, E. Kemp, H. de Kerret, Y. Kibe, T. Konno, D. Kryn, M. Kuze, T. Lachenmaier, C. E. Lane, C. Langbrandtner, T. Lasserre, A. Letourneau, D. Lhuillier, H. P. Lima, M. Lindner, Y. Liu, J. M. López-Castanõ, J. M. LoSecco, B. K. Lubsandorzhev, S. Lucht, D. McKee, J. Maeda, C. N. Maesano, C. Mariani, J. Maricic, J. Martino, T. Matsubara, G. Mention, A. Mereaglia, T. Miletic, R. Milincic, A. Milzstajn, H. Miyata, D. Motta, Th. A. Mueller, Y. Nagasaka, K. Nakajima, P. Novella, M. Obolensky, L. Oberauer, A. Onillon, A. Osborn, I. Ostrovskiy, C. Palomares, S. J. M. Peeters, I. M. Pepe, S. Perasso, P. Perrin, P. Pfahler, A. Porta, W. Potzel, R. Queval, J. Reichenbacher, B. Reinhold, A. Remoto, D. Reyna, M. Röhlings, S. Roth, H. A. Rubin, Y. Sakamoto, R. Santorelli, F. Sato, S. Schönert, S. Schoppmann, U. Schwan, T. Schwetz, M. H. Shaevitz, D. Shrestha, J-L. Sida, V. Sinev, M. Skorokhvatov, E. Smith, J. Spitz, A. Stahl, I. Stancu, M. Strait, A. Stüken, F. Suekane, S. Sukhotin, T. Sumiyoshi, Y. Sun, Z. Sun, R. Svoboda, H. Tabata, N. Tamura, K. Terao, A. Tonazzo, M. Touns, H. H. Trinh Thi, C. Veyssiere, S. Wagner, H. Watanabe, B. White, C. Wiebusch, L. Winslow, M. Worcester, M. Wurm, E. Yanovitch, F. Yermia, K. Zbiri, and V. Zimmer. Indication of reactor $\bar{\nu}_e$ disappearance in the double chooz experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :131801, Mar 2012.

- [25] F. P. An, J. Z. Bai, A. B. Balantekin, H. R. Band, D. Beavis, W. Beriguete, M. Bishai, S. Blyth, K. Boddy, R. L. Brown, B. Cai, G. F. Cao, J. Cao, R. Carr, W. T. Chan, J. F. Chang, Y. Chang, C. Chasman, H. S. Chen, H. Y. Chen, S. J. Chen, S. M. Chen, X. C. Chen, X. H. Chen, X. S. Chen, Y. Chen, Y. X. Chen, J. J. Cherwinka, M. C. Chu, J. P. Cummings, Z. Y. Deng, Y. Y. Ding, M. V. Diwan, L. Dong, E. Draeger, X. F. Du, D. A. Dwyer, W. R. Edwards, S. R. Ely, S. D. Fang, J. Y. Fu, Z. W. Fu, L. Q. Ge, V. Ghazikhanian, R. L. Gill, J. Goett, M. Gonchar, G. H. Gong, H. Gong, Y. A. Gornushkin, L. S. Greenler, W. Q. Gu, M. Y. Guan, X. H. Guo, R. W. Hackenburg, R. L. Hahn, S. Hans, M. He, Q. He, W. S. He, K. M. Heeger, Y. K. Heng, P. Hinrichs, T. H. Ho, Y. K. Hor, Y. B. Hsiung, B. Z. Hu, T. Hu, T. Hu, H. X. Huang, H. Z. Huang, P. W. Huang, X. Huang, X. T. Huang, P. Huber, Z. Ivan, D. E. Jaffe, S. Jetter, X. L. Ji, X. P. Ji, H. J. Jiang, W. Q. Jiang, J. B. Jiao, R. A. Johnson, L. Kang, S. H. Kettell, M. Kramer, K. K. Kwan, M. W. Kwok, T. Kwok, C. Y. Lai, W. C. Lai, W. H. Lai, K. Lau, L. Lebanowski, J. Lee, M. K. P. Lee, R. Leitner, J. K. C. Leung, K. Y. Leung, C. A. Lewis, B. Li, F. Li, G. S. Li, J. Li, Q. J. Li, S. F. Li, W. D. Li, X. B. Li, X. N. Li, X. Q. Li, Y. Li, Z. B. Li, H. Liang, J. Liang, C. J. Lin, G. L. Lin, S. K. Lin, S. X. Lin, Y. C. Lin, J. J. Ling, J. M. Link, L. Littenberg, B. R. Littlejohn, B. J. Liu, C. Liu, D. W. Liu, H. Liu, J. C. Liu, J. L. Liu, S. Liu, X. Liu, Y. B. Liu, C. Lu, H. Q. Lu, A. Luk, K. B. Luk, T. Luo, X. L. Luo, L. H. Ma, Q. M. Ma, X. B. Ma, X. Y. Ma, Y. Q. Ma, B. Mayes, K. T. McDonald, M. C. McFarlane, R. D. McKeown, Y. Meng, D. Mohapatra, J. E.

Morgan, Y. Nakajima, J. Napolitano, D. Naumov, I. Nemchenok, C. Newsom, H. Y. Ngai, W. K. Ngai, Y. B. Nie, Z. Ning, J. P. Ochoa-Ricoux, D. Oh, A. Olshevski, A. Pagac, S. Patton, C. Pearson, V. Pec, J. C. Peng, L. E. Piilonen, L. Pinsky, C. S. J. Pun, F. Z. Qi, M. Qi, X. Qian, N. Raper, R. Rosero, B. Roskovec, X. C. Ruan, B. Seilhan, B. B. Shao, K. Shih, H. Steiner, P. Stoler, G. X. Sun, J. L. Sun, Y. H. Tam, H. K. Tanaka, X. Tang, H. Themann, Y. Torun, S. Trentalange, O. Tsai, K. V. Tsang, R. H. M. Tsang, C. Tull, B. Viren, S. Virostek, V. Vorobel, C. H. Wang, L. S. Wang, L. Y. Wang, L. Z. Wang, M. Wang, N. Y. Wang, R. G. Wang, T. Wang, W. Wang, X. Wang, X. Wang, Y. F. Wang, Z. Wang, Z. Wang, Z. M. Wang, D. M. Webber, Y. D. Wei, L. J. Wen, D. L. Wenman, K. Whisnant, C. G. White, L. Whitehead, C. A. Whitten, J. Wilhelmi, T. Wise, H. C. Wong, H. L. H. Wong, J. Wong, E. T. Worcester, F. F. Wu, Q. Wu, D. M. Xia, S. T. Xiang, Q. Xiao, Z. Z. Xing, G. Xu, J. Xu, J. Xu, J. L. Xu, W. Xu, Y. Xu, T. Xue, C. G. Yang, L. Yang, M. Ye, M. Yeh, Y. S. Yeh, K. Yip, B. L. Young, Z. Y. Yu, L. Zhan, C. Zhang, F. H. Zhang, J. W. Zhang, Q. M. Zhang, K. Zhang, Q. X. Zhang, S. H. Zhang, Y. C. Zhang, Y. H. Zhang, Y. X. Zhang, Z. J. Zhang, Z. P. Zhang, Z. Y. Zhang, J. Zhao, Q. W. Zhao, Y. B. Zhao, L. Zheng, W. L. Zhong, L. Zhou, Z. Y. Zhou, H. L. Zhuang, and J. H. Zou. Observation of electron-antineutrino disappearance at daya bay. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :171803, Apr 2012.

- [26] A. Habig. Minos neutrino oscillation results. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 218(1) :320 – 325, 2011. Proceedings of the Eleventh International Workshop on Tau Lepton Physics.
- [27] M. H. Ahn, E. Aliu, S. Andringa, S. Aoki, Y. Aoyama, J. Argyriades, K. Asakura, R. Ashie, F. Berghaus, H. G. Berns, H. Bhang, A. Blondel, S. Borghi, J. Bouchez, S. C. Boyd, J. Burguet-Castell, D. Casper, J. Catala, C. Cavata, A. Cervera, S. M. Chen, K. O. Cho, J. H. Choi, U. Dore, S. Echigo, X. Espinal, M. Fechner, E. Fernandez, K. Fujii, Y. Fujii, S. Fukuda, Y. Fukuda, J. Gomez-Cadenas, R. Gran, T. Hara, M. Hasegawa, T. Hasegawa, K. Hayashi, Y. Hayato, R. L. Helmer, I. Higuchi, J. Hill, K. Hiraide, E. Hirose, J. Hosaka, A. K. Ichikawa, M. Ieiri, M. Inuma, A. Ikeda, T. Inagaki, T. Ishida, K. Ishihara, H. Ishii, T. Ishii, H. Ishino, M. Ishitsuka, Y. Itow, T. Iwashita, H. I. Jang, J. S. Jang, E. J. Jeon, I. S. Jeong, K. K. Joo, G. Jover, C. K. Jung, T. Kajita, J. Kameda, K. Kaneyuki, B. H. Kang, I. Kato, Y. Kato, E. Kearns, D. Kerr, C. O. Kim, M. Khabibullin, A. Khotjantsev, D. Kielczewska, B. J. Kim, H. I. Kim, J. H. Kim, J. Y. Kim, S. B. Kim, M. Kitamura, P. Kitching, K. Kobayashi, T. Kobayashi, M. Kohama, A. Konaka, Y. Koshio, W. Kropp, J. Kubota, Yu. Kudenko, G. Kume, Y. Kuno, Y. Kurimoto, T. Kutter, J. Learned, S. Likhoded, I. T. Lim, S. H. Lim, P. F. Loverre, L. Ludovici, H. Maesaka, J. Mallet, C. Mariani, K. Martens, T. Maruyama, S. Matsuno, V. Matveev, C. Mauger, K. B. McConnel Mahn, C. McGrew, S. Mikheyev, M. Minakawa, A. Minamino, S. Mine, O. Mineev, C. Mitsuda, G. Mitsuka, M. Miura, Y. Moriguchi, T. Morita, S. Moriyama, T. Nakadaira, M. Nakahata, K. Nakamura, I. Nakano, F. Nakata, T. Nakaya, S. Nakayama, T. Namba, R. Nambu, S. Nawang, K. Nishikawa, H. Ni-

- shino, S. Nishiyama, K. Nitta, S. Noda, H. Noumi, F. Nova, P. Novella, Y. Obayashi, A. Okada, K. Okumura, M. Okumura, M. Onchi, Ooyabu T., S. M. Oser, T. Otaki, Y. Oyama, M. Y. Pac, H. Park, F. Pierre, A. Rodriguez, C. Saji, A. Sakai, M. Sakuda, N. Sakurai, F. Sanchez, A. Sarrat, T. Sasaki, H. Sato, K. Sato, K. Scholberg, R. Schroeter, M. Sekiguchi, E. Seo, E. Sharkey, A. Shima, M. Shiozawa, K. Shiraishi, G. Sitjes, M. Smy, H. So, H. Sobel, M. Sorel, J. Stone, L. Sulak, Y. Suga, A. Suzuki, Y. Suzuki, Y. Suzuki, M. Tada, T. Takahashi, M. Takasaki, M. Takatsuki, Y. Takenaga, K. Takenaka, H. Takeuchi, Y. Takeuchi, K. Taki, Y. Takubo, N. Tamura, H. Tanaka, K. Tanaka, M. Tanaka, Y. Tanaka, K. Tashiro, R. Terri, S. T'Jampens, A. Tornero-Lopez, T. Toshito, Y. Totsuka, S. Ueda, M. Vagins, L. Whitehead, C. W. Walter, W. Wang, R. J. Wilkes, S. Yamada, Y. Yamada, S. Yamamoto, Y. Yamanoi, C. Yanagisawa, N. Yershov, H. Yokoyama, M. Yokoyama, J. Yoo, M. Yoshida, and J. Zalipska. Measurement of neutrino oscillation by the k2k experiment. *Phys. Rev. D*, 74 :072003, Oct 2006.
- [28] N. Agafonova, A. Aleksandrov, O. Altinok, M. Ambrosio, A. Anokhina, S. Aoki, A. Ariga, T. Ariga, D. Autiero, A. Badertscher, A. Bagulya, A. Bendhabi, A. Bertolin, M. Besnier, D. Bick, V. Boyarkin, C. Bozza, T. Brugière, R. Brugnera, F. Brunet, G. Brunetti, S. Buontempo, A. Cazes, L. Chaussard, M. Chernyavsky, V. Chiarella, N. Chon-Sen, A. Chukanov, R. Ciesielski, F. Dal Corso, N. D'Ambrosio, Y. Declais, P. del Amo Sanchez, G. De Lellis, M. De Serio, F. Di Capua, A. Di Crescenzo, D. Di Ferdinando, N. Di Marco, A. Di Giovanni, S. Dmitrievsky, M. Dracos, D. Duchesneau, S. Dusini, T. Dzhatdoev, J. Ebert, O. Egorov, R. Enikeev, A. Ereditato, L.S. Esposito, J. Favier, T. Ferber, R.A. Fini, D. Frekers, T. Fukuda, V. Galkin, A. Garfagnini, G. Giacomelli, M. Giorgini, J. Goldberg, C. Göllnitz, D. Golubkov, L. Goncharova, Y. Gornushkin, G. Grella, F. Grianti, A.M. Guler, C. Gustavino, C. Hagner, K. Hamada, T. Hara, M. Hierholzer, K. Hoshino, M. Ieva, H. Ishida, K. Ishiguro, K. Jakovcic, C. Jollet, F. Juliet, M. Kamiscioglu, J. Kawada, M. Kazuyama, S.H. Kim, M. Kimura, N. Kitagawa, B. Klicek, J. Knuesel, K. Kodama, M. Komatsu, U. Kose, I. Kreslo, H. Kubota, C. Lazzaro, J. Lenkeit, I. Lippi, A. Ljubcic, A. Longhin, G. Lutter, A. Malgin, G. Mandrioli, K. Mannai, A. Marotta, J. Marteau, T. Matsuo, V. Matveev, N. Mauri, E. Medinaceli, F. Meisel, A. Mereaglia, P. Migliozzi, S. Mikado, S. Miyamoto, P. Monacelli, K. Morishima, U. Moser, M.T. Muciaccia, N. Naganawa, T. Naka, M. Nakamura, T. Nakano, Y. Nakatsuka, D. Naumov, V. Nikitina, K. Niwa, Y. Nonoyama, S. Ogawa, A. Olchevsky, T. Omura, G. Orlova, V. Osedlo, M. Paniccia, A. Paoloni, B.D. Park, I.G. Park, A. Pastore, L. Patrizii, E. Pennacchio, H. Pessard, V. Pilipenko, C. Pistillo, N. Polukhina, M. Pozzato, K. Pretzl, P. Publichenko, F. Pupilli, J.P. Repellin, R. Rescigno, T. Roganova, H. Rokujo, G. Romano, G. Rosa, I. Rostovtseva, A. Rubbia, A. Russo, V. Rzasny, O. Ryazhskaya, Y. Sakatani, O. Sato, Y. Sato, A. Schembri, W. Schmidt-Parzefall, H. Schroeder, L. Scotto Lavina, A. Sheshukov, H. Shibuya, S. Simone, M. Sioli, C. Sirignano, G. Sirri, J.S. Song, M. Spinetti, L. Stanco, N. Starikov, M. Stipcevic, T. Strauss, P. Strolin, K. Suzuki, S. Takahashi, M. Tenti, F. Ter-

- ranova, I. Tezuka, V. Tioukov, P. Tolun, A. Trabelsi, T. Tran, S. Tufanli, P. Vilain, M. Vladimirov, L. Votano, J.-L. Vuilleumier, G. Wilquet, B. Wonsak, V. Yakushev, C.S. Yoon, J. Yoshida, T. Yoshioka, Y. Zaitsev, S. Zemskova, A. Zghiche, and R. Zimmermann. Observation of a first candidate event in the opera experiment in the cngs beam. *Physics Letters B*, 691(3) :138 – 145, 2010.
- [29] M. Fukugita and T. Yanagida. Barygenesis without grand unification. *Physics Letters B*, 174(1) :45 – 47, 1986.
- [30] Peter J. Doe. Direct measurement of the neutrino mass. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 221(0) :67 – 72, 2011. The Proceedings of the 22nd International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics The Proceedings of the 22nd International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics.
- [31] K. Assamagan, Ch. Brönnimann, M. Daum, H. Forrer, R. Frosch, P. Gheno, R. Horisberger, M. Janousch, P. R. Kettle, Th. Spirig, and C. Wigger. Upper limit of the muon-neutrino mass and charged-pion mass from momentum analysis of a surface muon beam. *Phys. Rev. D*, 53 :6065–6077, Jun 1996.
- [32] R. Barate and et al. Upper limit of the muon-neutrino mass from three - and five - prong tau decay. *Eur. Phys. J.*, C2 :395–406, 1998.
- [33] M. Goeppert-Mayer. Double beta-disintegration. *PHYSICAL REVIEW*, 48 :512–516, 1935.
- [34] T. Kirsten, O. A. Schaeffer, E. Norton, and R. W. Stoenner. Experimental evidence for the double-beta decay of te^{130} . *Phys. Rev. Lett.*, 20 :1300–1303, Jun 1968.
- [35] K. Zuber. *Neutrino Physics*. Taylor & Francis Ltd, 2004.
- [36] J. Schechter and J. W. F. Valle. Neutrinoless double- β decay in $su(2)\times u(1)$ theories. *Phys. Rev. D*, 25 :2951–2954, Jun 1982.
- [37] A. Halprin, P. Minkowski, H. Primakoff, and S. P. Rosen. Double-beta decay and a massive majorana neutrino. *Phys. Rev. D*, 13 :2567–2571, May 1976.
- [38] Masaru Doi, Tsuneyuki Kotani, and Eiichi Takasugi. Double beta decay and majorana neutrino. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 83 :1–175, 1985.
- [39] J. Schechter and J. W. F. Valle. Neutrino decay and spontaneous violation of lepton number. *Phys. Rev. D*, 25 :774–783, Feb 1982.
- [40] H.V. Klapdor-Kleingrothaus. First evidence for lepton number violation and of the majorana character of neutrinos. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 145(0) :219 – 224, 2005. NOW 2004 Proceedings of the Neutrino Oscillation Workshop.
- [41] Craig E. Aalseth and Harry S. Miley. The majorana project : $76ge\ 0\nu\ \beta\beta$ -decay neutrino mass measurement. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 110(0) :392 – 394, 2002.

- [42] E. Andreotti, C. Arnaboldi, F.T. Avignone III, M. Balata, I. Bandac, M. Barucci, J.W. Beeman, F. Bellini, C. Brofferio, A. Bryant, C. Bucci, L. Canonica, S. Cappelli, L. Carbone, M. Carrettoni, M. Clemenza, O. Cremonesi, R.J. Creswick, S. Di Domizio, M.J. Dolinski, L. Ejzak, R. Faccini, H.A. Farach, E. Ferri, E. Fiorini, L. Foggetta, A. Giachero, L. Gironi, A. Giuliani, P. Gorla, E. Guardincerri, T.D. Gutierrez, E.E. Haller, K. Kazkaz, S. Kraft, L. Kogler, C. Maiano, R.H. Maruyama, C. Martinez, M. Martinez, S. Newman, S. Nisi, C. Nones, E.B. Norman, A. Nucciotti, F. Orio, M. Pallavicini, V. Palmieri, L. Pattavina, M. Pavan, M. Pedretti, G. Pessina, S. Pirro, E. Previtali, L. Risegari, C. Rosenfeld, C. Rusconi, C. Salvioni, S. Sangiorgio, D. Schaeffer, N.D. Scielzo, M. Sisti, A.R. Smith, C. Tomei, G. Ventura, and M. Vignati. 130te neutrinoless double-beta decay with cuoricino. *Astroparticle Physics*, 34(11) :822 – 831, 2011.
- [43] M Auger, D J Auty, P S Barbeau, L Bartoszek, E Baussan, E Beauchamp, C Benitez-Medina, M Breidenbach, D Chauhan, B Cleveland, R Conley, J Cook, S Cook, A Coppens, W Craddock, T Daniels, C G Davis, J Davis, R deVoe, A Dobi, M J Dolinski, M Dunford, W Fairbank Jr, J Farine, P Fierlinger, D Franco, G Giroux, R Gornea, K Graham, G Gratta, C Hagemann, C Hall, K Hall, C Hargrove, S Herring, J Hodgson, M Hughes, A Karelin, L J Kaufman, J Kirk, A Kuchenkov, K S Kumar, D S Leonard, F Leonard, F LePort, D Mackay, R MacLellan, M Marino, K Merkle, B Mong, M Montero Díez, A R Müller, R Neilson, A Odian, K O’Sullivan, C Ouellet, A Piepke, A Pocar, C Y Prescott, K Pushkin, A Rivas, E Rollin, P C Rowson, A Sabourov, D Sinclair, K Skarpaas, S Slutsky, V Stekhanov, V Strickland, M Swift, D Tosi, K Twelker, J L Vuilleumier, J M Vuilleumier, T Walton, M Weber, U Wichoski, J Wodin, J D Wright, L Yang, and Y R Yen. The exo-200 detector, part i : detector design and construction. *Journal of Instrumentation*, 7(05) :P05010, 2012.
- [44] M. Green, J. Wodin, R. DeVoe, P. Fierlinger, B. Flatt, G. Gratta, F. LePort, M. Montero Díez, R. Neilson, K. O’Sullivan, A. Pocar, S. Waldman, D. S. Leonard, A. Piepke, C. Hargrove, D. Sinclair, V. Strickland, W. Fairbank, K. Hall, B. Mong, M. Moe, J. Farine, D. Hallman, C. Virtue, E. Baussan, Y. Martin, D. Schenker, J.-L. Vuilleumier, J.-M. Vuilleumier, P. Weber, M. Breidenbach, R. Conley, C. Hall, J. Hodgson, D. Mackay, A. Odian, C. Y. Prescott, P. C. Rowson, K. Skarpaas, and K. Wamba. Observation of single collisionally cooled trapped ions in a buffer gas. *Phys. Rev. A*, 76 :023404, Aug 2007.
- [45] M. Auger, D. J. Auty, P. S. Barbeau, E. Beauchamp, V. Belov, C. Benitez-Medina, M. Breidenbach, T. Brunner, A. Burenkov, B. Cleveland, S. Cook, T. Daniels, M. Danilov, C. G. Davis, S. Delaquis, R. deVoe, A. Dobi, M. J. Dolinski, A. Dolgolenko, M. Dunford, W. Fairbank, J. Farine, W. Feldmeier, P. Fierlinger, D. Franco, G. Giroux, R. Gornea, K. Graham, G. Gratta, C. Hall, K. Hall, C. Hargrove, S. Herring, M. Hughes, A. Johnson, T. N. Johnson, A. Karelin, L. J. Kaufman, A. Kuchenkov, K. S. Kumar, D. S. Leonard, F. Leonard, D. Mackay, R. MacLellan, M. Marino,

- B. Mong, M. Montero Díez, A. R. Müller, R. Neilson, R. Nelson, A. Odian, I. Ostrovskiy, K. O'Sullivan, C. Ouellet, A. Piepke, A. Pocar, C. Y. Prescott, K. Pushkin, P. C. Rowson, J. J. Russell, A. Sabourov, D. Sinclair, S. Slutsky, V. Stekhanov, T. Tolba, D. Tosi, K. Twelker, P. Vogel, J.-L. Vuilleumier, A. Waite, T. Walton, M. Weber, U. Wichoski, J. Wodin, J. D. Wright, L. Yang, Y.-R. Yen, and O. Ya. Zeldovich. Search for neutrinoless double-beta decay in ^{136}Xe with exo-200. *Phys. Rev. Lett.*, 109 :032505, Jul 2012.
- [46] C.A. Ur. The gerda experiment : status and perspectives. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 217(1) :38 – 40, 2011. Proceedings of the Neutrino Oscillation Workshop (NOW 2010).
- [47] F. Cossavella. Status of the gerda experiment. In *LNGS SC*. LNGS, octobre 2012.
- [48] F.T. Avignone III. The majorana 76ge double-beta decay project. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 64(2) :258 – 260, 2010. Neutrinos in Cosmology, in Astro, Particle and Nuclear Physics International Workshop on Nuclear Physics, 31st course.
- [49] Christine Kraus and Simon J.M. Peeters. The rich neutrino programme of the sno+ experiment. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 64(2) :273 – 277, 2010. Neutrinos in Cosmology, in Astro, Particle and Nuclear Physics, International Workshop on Nuclear Physics, 31st course.
- [50] A. Gando, Y. Gando, H. Hanakago, H. Ikeda, K. Inoue, R. Kato, M. Koga, S. Matsuda, T. Mitsui, T. Nakada, K. Nakamura, A. Obata, A. Oki, Y. Ono, I. Shimizu, J. Shirai, A. Suzuki, Y. Takemoto, K. Tamae, K. Ueshima, H. Watanabe, B. D. Xu, S. Yamada, H. Yoshida, A. Kozlov, S. Yoshida, T. I. Banks, J. A. Detwiler, S. J. Freedman, B. K. Fujikawa, K. Han, T. O'Donnell, B. E. Berger, Y. Efremenko, H. J. Karwowski, D. M. Markoff, W. Tornow, S. Enomoto, and M. P. Decowski. Measurement of the double- β decay half-life of ^{136}Xe with the kamland-zen experiment. *Phys. Rev. C*, 85 :045504, Apr 2012.
- [51] T. Bloxham, A. Boston, J. Dawson, D. Dobos, S. P. Fox, M. Freer, B. R. Fulton, C. Gößling, P. F. Harrison, M. Junker, H. Kiel, J. McGrath, B. Morgan, D. Müns-termann, P. Nolan, S. Oehl, Y. Ramachers, C. Reeve, D. Stewart, R. Wadsworth, J. R. Wilson, and K. Zuber. First results on double β -decay modes of cd, te, and zn isotopes. *Phys. Rev. C*, 76 :025501, Aug 2007.
- [52] Jeanne R. Wilson. Double beta decay measurement with cobra. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 221(0) :313 – 316, 2011. The Proceedings of the 22nd International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics The Proceedings of the 22nd International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics.
- [53] Nadia Yahlali, M. Ball, S. Cárcel, J. Díaz, A. Gil, J.J. Gómez Cadenas, J. Martín-Albo, F. Monrabal, L. Serra, and M. Sorel. Next : Neutrino experiment with

- high pressure xenon gas tpc. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 617(1–3) :520 – 522, 2010. 11th Pisa Meeting on Advanced Detectors Proceedings of the 11th Pisa Meeting on Advanced Detectors.
- [54] L Cardani and the Lucifer collaboration. Lucifer : A scintillating bolometer array for the search of neutrinoless double beta decay. *Journal of Physics : Conference Series*, 375(4) :042016, 2012.
- [55] H. Ejiri. Moon for symmetry studies of neutrinos by double beta decays and neutrino nuclear responses. *Nuclear Physics A*, 844(1–4) :10c – 13c, 2010. Proceedings of the 4th International Symposium on Symmetries in Subatomic Physics.
- [56] R. Wendell. Atmospheric neutrino oscillations and the search for appearance at super-kamiokande. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 218(1) :309 – 313, 2011. Proceedings of the Eleventh International Workshop on Tau Lepton Physics.
- [57] Y. Abe, C. Aberle, J. C. dos Anjos, J. C. Barriere, M. Bergevin, A. Bernstein, T. J. C. Bezerra, L. Bezrukhov, E. Blucher, N. S. Bowden, C. Buck, J. Busenitz, A. Cabrera, E. Caden, L. Camilleri, R. Carr, M. Cerrada, P.-J. Chang, P. Chimenti, T. Classen, A. P. Collin, E. Conover, J. M. Conrad, J. I. Crespo-Anadón, K. Crum, A. Cucoanes, M. V. D’Agostino, E. Damon, J. V. Dawson, S. Dazeley, D. Dietrich, Z. Djurcic, M. Dracos, V. Durand, J. Ebert, Y. Efremenko, M. El-nimr, A. Etenko, M. Fallot, M. Fechner, F. von Feilitzsch, J. Felde, D. Franco, A. J. Franke, M. Franke, H. Furuta, R. Gama, I. Gil-Botella, L. Giot, M. Göger-Neff, L. F. G. Gonzalez, M. C. Goodman, J. T.M. Goon, D. Greiner, N. Haag, C. Hagner, T. Hara, F. X. Hartmann, J. Haser, A. Hatzikoutelis, T. Hayakawa, M. Hofmann, G. A. Horton-Smith, A. Hourlier, M. Ishitsuka, J. Jochum, C. Jollet, C. L. Jones, F. Kaether, L. N. Kalousis, Y. Kamyshev, D. M. Kaplan, T. Kawasaki, G. Keefer, E. Kemp, H. de Kerret, Y. Kibe, T. Konno, D. Kryn, M. Kuze, T. Lachenmaier, C. E. Lane, C. Langbrandtner, T. Lasserre, A. Letourneau, D. Lhuillier, H. P. Lima, M. Lindner, J. M. López-Castanõ, J. M. LoSecco, B. K. Lubsandorzhev, S. Lucht, D. McKee, J. Maeda, C. N. Maesano, C. Mariani, J. Maricic, J. Martino, T. Matsubara, G. Mention, A. Meregaglia, T. Miletic, R. Milincic, H. Miyata, Th. A. Mueller, Y. Nagasaka, K. Nakajima, P. Novella, M. Obolensky, L. Oberauer, A. Onillon, A. Osborn, I. Ostrovskiy, C. Palomares, I. M. Pepe, S. Perasso, P. Perrin, P. Pfahler, A. Porta, W. Potzel, J. Reichenbacher, B. Reinhold, A. Remoto, M. Röhling, R. Roncin, S. Roth, Y. Sakamoto, R. Santorelli, F. Sato, S. Schönert, S. Schoppmann, T. Schwetz, M. H. Shaevitz, S. Shimojima, D. Shrestha, J-L. Sida, V. Sinev, M. Skorokhvatov, E. Smith, J. Spitz, A. Stahl, I. Stancu, L. F. F. Stokes, M. Strait, A. Stüken, F. Suekane, S. Sukhotin, T. Sumiyoshi, Y. Sun, R. Svoboda, K. Terao, A. Tonazzo, M. Toups, H. H. Trinh Thi, G. Valdivieso, C. Veysière, S. Wagner, H. Watanabe, B. White, C. Wiebusch, L. Winslow, M. Worcester, M. Wurm, F. Yer-

- mia, and V. Zimmer. Reactor $\bar{\nu}_e$ disappearance in the double chooz experiment. *Phys. Rev. D*, 86 :052008, Sep 2012.
- [58] Tomás R. Rodríguez and Gabriel Martínez-Pinedo. Energy density functional study of nuclear matrix elements for neutrinoless $\beta\beta$ decay. *Phys. Rev. Lett.*, 105 :252503, Dec 2010.
- [59] J. Barea and F. Iachello. Neutrinoless double- β decay in the microscopic interacting boson model. *Phys. Rev. C*, 79 :044301, Apr 2009.
- [60] J. Menéndez, A. Poves, E. Caurier, and F. Nowacki. Occupancies of individual orbits, and the nuclear matrix element of the ^{76}Ge neutrinoless $\beta\beta$ decay. *Phys. Rev. C*, 80 :048501, Oct 2009.
- [61] J. Menéndez, A. Poves, E. Caurier, and F. Nowacki. Disassembling the nuclear matrix elements of the neutrinoless $\beta\beta$ decay. *Nuclear Physics A*, 818(3–4) :139 – 151, 2009.
- [62] Jouni Suhonen. Effects of orbital occupancies and spin-orbit partners ii : $0\nu\beta\beta$ decays of ^{76}Ge , ^{82}Se and ^{136}Xe to first excited states. *Nuclear Physics A*, 853(1) :36 – 60, 2011.
- [63] Fedor Šimkovic, Amand Faessler, Herbert Müther, Vadim Rodin, and Markus Stauf. $0\nu\beta\beta$ -decay nuclear matrix elements with self-consistent short-range correlations. *Phys. Rev. C*, 79 :055501, May 2009.
- [64] Fedor Šimkovic, Amand Faessler, and Petr Vogel. $0\nu\beta\beta$ nuclear matrix elements and the occupancy of individual orbits. *Phys. Rev. C*, 79 :015502, Jan 2009.
- [65] Dong-Liang Fang, Amand Faessler, Vadim Rodin, and Fedor Šimkovic. Neutrinoless double- β decay of ^{150}Nd accounting for deformation. *Phys. Rev. C*, 82 :051301, Nov 2010.
- [66] R. Arnold, C. Augier, J. Baker, A. S. Barabash, A. Basharina-Freshville, S. Blondel, M. Bongrand, G. Broudin-Bay, V. Brudanin, A. J. Caffrey, A. Chapon, E. Chauveau, D. Durand, V. Egorov, R. Flack, X. Garrido, J. Grozier, B. Guillon, Ph. Hubert, C. Hugon, C. M. Jackson, S. Jullian, M. Kauer, A. Klimenko, O. Kochevov, S. I. Konovalov, V. Kovalenko, D. Lalanne, T. Lamhamdi, K. Lang, Z. Liptak, G. Lutter, F. Mamedov, Ch. Marquet, J. Martin-Albo, F. Mauger, J. Mott, A. Nachab, I. Nemchenok, C. H. Nguyen, F. Nova, P. Novella, H. Ohsumi, R. B. Pahlka, F. Perrot, F. Piquemal, J. L. Reyss, B. Richards, J. S. Ricol, R. Saakyan, X. Sarazin, L. Simard, F. Šimkovic, Yu. Shitov, A. Smolnikov, S. Söldner-Rembold, I. Štekl, J. Suhonen, C. S. Sutton, G. Szklarz, J. Thomas, V. Timkin, S. Torre, V. I. Tretyak, V. Umatov, L. Vála, I. Vanyushin, V. Vasiliev, V. Vorobel, Ts. Vylov, and A. Zukauskas. Measurement of the $\beta\beta$ decay half-life of ^{130}Te with the nemo-3 detector. *Phys. Rev. Lett.*, 107 :062504, Aug 2011.

- [67] J. Argyriades, R. Arnold, C. Augier, J. Baker, A. S. Barabash, A. Basharina-Freshville, M. Bongrand, G. Broudin, V. Brudanin, A. J. Caffrey, E. Chauveau, Z. Daraktchieva, D. Durand, V. Egorov, N. Fatemi-Ghomi, R. Flack, Ph. Hubert, J. Jerie, S. Jullian, M. Kauer, S. King, A. Klimenko, O. Kochetov, S. I. Konovalov, V. Kovalenko, D. Lalanne, T. Lamhamdi, K. Lang, Y. Lemièrre, C. Longuemare, G. Lutter, Ch. Marquet, J. Martin-Albo, F. Mauger, A. Nachab, I. Nasteva, I. Nemchenok, F. Nova, P. Novella, H. Ohsumi, R. B. Pahlka, F. Perrot, F. Piquemal, J. L. Reyss, J. S. Ricol, R. Saakyan, X. Sarazin, L. Simard, F. Šimkovic, Yu. Shitov, A. Smolnikov, S. Snow, S. Söldner-Rembold, I. Štekl, J. Suhonen, C. S. Sutton, G. Szklarz, J. Thomas, V. Timkin, V. Tretyak, V. Umatov, L. Vála, I. Vanyushin, V. Vasiliev, V. Vorobel, and Ts. Vylov. Measurement of the double- β decay half-life of ^{150}Nd and search for neutrinoless decay modes with the nemo-3 detector. *Phys. Rev. C*, 80 :032501, Sep 2009.
- [68] J. Argyriades, R. Arnold, C. Augier, J. Baker, A.S. Barabash, A. Basharina-Freshville, M. Bongrand, G. Broudin-Bay, V. Brudanin, A.J. Caffrey, A. Chapon, E. Chauveau, Z. Daraktchieva, D. Durand, V. Egorov, N. Fatemi-Ghomi, R. Flack, B. Guillon, Ph. Hubert, S. Jullian, M. Kauer, S. King, A. Klimenko, O. Kochetov, S.I. Konovalov, V. Kovalenko, D. Lalanne, T. Lamhamdi, K. Lang, Y. Lemièrre, C. Longuemare, G. Lutter, F. Mamedov, Ch. Marquet, J. Martin-Albo, F. Mauger, A. Nachab, I. Nasteva, I. Nemchenok, C.H. Nguyen, F. Nova, P. Novella, H. Ohsumi, R.B. Pahlka, F. Perrot, F. Piquemal, J.L. Reyss, J.S. Ricol, R. Saakyan, X. Sarazin, Yu. Shitov, L. Simard, F. Šimkovic, A. Smolnikov, S. Snow, S. Söldner-Rembold, I. Štekl, J. Suhonen, C.S. Sutton, G. Szklarz, J. Thomas, V. Timkin, V.I. Tretyak, V. Umatov, L. Vála, I. Vanyushin, V. Vasiliev, V. Vorobel, and Ts. Vylov. Measurement of the two neutrino double beta decay half-life of zr-96 with the nemo-3 detector. *Nuclear Physics A*, 847(3–4) :168 – 179, 2010.
- [69] NNDC chart of nuclide. <http://www.nndc.bnl.gov/chart/chartnuc.jsp>.
- [70] R. Arnold, C. Augier, A.M. Bakalyarov, J. Baker, A. Barabash, Ph. Bernaudin, M. Bouchel, V. Brudanin, A.J. Caffrey, J. Cailleret, J.E. Campagne, D. Dassié, V. Egorov, K. Errahmane, A.I. Etienvre, T. Filipova, J. Forget, A. Guiral, P. Guiral, J.L. Guyonnet, F. Hubert, Ph. Hubert, B. Humbert, R. Igersheim, P. Imbert, C. Jollet, S. Jullian, I. Kisel, A. Klimenko, O. Kochetov, V. Kovalenko, D. Lalanne, F. Laplanche, B. Lavigne, V.I. Lebedev, J. Lebris, F. Leccia, A. Leconte, I. Linck, C. Longuemare, Ch. Marquet, G. Martin-Chassard, F. Mauger, I. Nemchenok, I. Nikolic-Audit, H. Ohsumi, S. Pécourt, F. Piquemal, J.L. Reyss, A. Richard, C.L. Riddle, J. Rypko, X. Sarazin, L. Simard, F. Scheibling, Yu. Shitov, A. Smolnikov, I. Štekl, C.S. Sutton, G. Szklarz, V. Timkin, V. Tretyak, V. Umatov, L. Vála, I. Vanushin, S. Vasiliev, V. Vasilyev, V. Vorobel, Ts. Vylov, J. Wurtz, and S.V. Zhukov. Technical design and performance of the nemo 3 detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 536(1–2) :79 – 122, 2005.

- [71] C. Longuemare, F. Mauger, and L. Simard. An attempt to model the ^{222}Rn contamination of the He gas in the NEMO-3's tracking chamber. *NEO Collaboration, internal note*, January 2003.
- [72] P. Bernaudin, C. Cheikali, B. Lavigne, J. Lebris, and A. Richard. NEMO-3 calorimeter electronics. In *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2000 IEEE*, volume 2, pages 9/209–9/212 vol.2, 2000.
- [73] V. Kovalenko. collaboration meeting 2010 marseille : Time calibration with neutron source runs, docdb 1333.
- [74] G. Lutter. *Étude du système d'étalonnage relatif du calorimètre du détecteur NEMO 3 et recherche des périodes de décroissance $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$ du ^{100}Mo* . PhD thesis, Université de Bordeaux I, 2006.
- [75] Ph. Adamson, R. Arnold, C. Augier, J. Baker, A. Barabash, V. Brudanin, S. Egorov, F. Hubert, Ph. Hubert, A. Gniady, B. Grinyov, N. Ishihara, L. Jenner, S. Jullian, Y. Kato and O. Kochetov, V. Kovalenko, D. Lalanne, K. Lang, F. Leccia, C. Longuemare, G. Lutter, V. Lyubunskiy, Ch. McGrath, Ch. Marquet, F. Mauger, I. Nemchouk, H. Ohsumi, V. Senchyshyn, F. Piquemal, J.-L. Reyss, R. Saakyan, X. Sarazin, Y. Shitov, L. Simard, F. Simkovic, A. Smolnikov, I. Stekl, S. Sutton, J. Suhonen, and G. Szklarz. Expression of Interest in the Super-NEMO double beta decay experiment. juin 2004.
- [76] E. Chauveau. *Développement de compteurs à scintillation hautes performances et de très basse radioactivité pour le calorimètre du projet SuperNEMO*. PhD thesis, Université Bordeaux I, 2010.
- [77] G. Lutter. PVT Eljen vs PS Envinet. In SuperNemo COllaboration meeting (Bordeaux). 2009.
- [78] LSM. <http://www-lsm.in2p3.fr>.
- [79] Y. Bourlat, J.-C. Millies-Lacroix, and D. Abt. Measurement of low-level radioactivity in the Modane underground laboratory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 339(1–2) :309 – 317, 1994.
- [80] V. Chazal, R. Brissot, J.F. Cavaignac, B. Chambon, M. de Jesus, D. Drain, Y. Giraud-Heraud, C. Pastor, A. Stutz, and L. Vagneron. Neutron background measurements in the underground laboratory of Modane. *Astroparticle Physics*, 9(2) :163 – 172, 1998.
- [81] J.S. Kapustinsky, R.M. DeVries, N.J. DiGiacomo, W.E. Sondheim, J.W. Sunier, and H. Coombes. A fast timing light pulser for scintillation detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 241(2–3) :612 – 613, 1985.
- [82] KingBright. <http://www.datasheetarchive.com/kingbright-datasheet.html>.

- [83] A. Chapon. *Mesure des processus de double désintégration bêta du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru dans l'expérience NEMO3; Programme de R&D SuperNEMO : mise au point d'un détecteur BiPo pour la mesure de très faible contaminations de feuilles sources*. PhD thesis, Université Caen, 2011.
- [84] M. Bongrand. *Mesure des processus de double désintégration bêta du ^{130}Te dans l'expérience NEMO 3. R&D du projet SuperNEMO : étude d'un détecteur BiPo*. PhD thesis, Université Paris Sud 11, 2008.
- [85] J. Argyriades, R. Arnold, C. Augier, J. Baker, A.S. Barabash, A. Basharina-Freshville, M. Bongrand, C. Bourgeois, D. Breton, M. Brière, G. Broudin-Bay, V.B. Brudanin, A.J. Caffrey, S. Carcel, S. Cebrián, A. Chapon, E. Chauveau, Th. Dafni, J. Díaz, D. Durand, V.G. Egorov, J.J. Evans, R. Flack, K.-I. Fushima, I.G. Irastorza, X. Garrido, H. Gómez, B. Guillon, A. Holin, J. Hommet, K. Holy, J.J. Horkey, P. Hubert, C. Hugon, F.J. Iguaz, N. Ishihara, C.M. Jackson, S. Jenzer, S. Jullian, M. Kauer, O.I. Kochetov, S.I. Konovalov, V. Kovalenko, T. Lamhamdi, K. Lang, Y. Lemièrre, G. Lutter, G. Luzón, F. Mamedov, Ch. Marquet, F. Mauger, F. Monrabal, A. Nachab, I. Nasteva, I.B. Nemchenok, C.H. Nguyen, M. Nomachi, F. Nova, H. Ohsumi, R.B. Pahlka, F. Perrot, F. Piquemal, P.P. Povinec, B. Richards, J.S. Ricol, C.L. Riddle, A. Rodríguez, R. Saakyan, X. Sarazin, J.K. Sedgbeer, L. Serra, Yu.A. Shitov, L. Simard, F. Šimkovic, S. Söldner-Rembold, I. Štekl, C.S. Sutton, Y. Tamagawa, G. Szklarz, J. Thomas, R. Thompson, V. Timkin, V. Tretyak, V.I. Tretyak, V.I. Umatov, L. Vála, I.A. Vanyushin, R. Vasiliev, V.A. Vasiliev, V. Vorobel, D. Waters, N. Yahlali, and A. Žukauskas. Results of the bipo-1 prototype for radiopurity measurements for the supernemo double beta decay source foils. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 622(1) :120 – 128, 2010.
- [86] Aleksey Gurtovoy and David Abrahams. THE BOOST C++ METAPROGRAMMING LIBRARY. 2002.
- [87] I. Antcheva, M. Ballintijn, B. Bellenot, M. Biskup, R. Brun, N. Buncic, Ph. Canal, D. Casadei, O. Couet, V. Fine, L. Franco, G. Ganis, A. Gheata, D. Gonzalez Maline, M. Goto, J. Iwaszkiewicz, A. Kreshuk, D. Marcos Segura, R. Maunder, L. Moneta, A. Naumann, E. Offermann, V. Onuchin, S. Panacek, F. Rademakers, P. Russo, and M. Tadel. Root — a c++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization. *Computer Physics Communications*, 180(12) :2499 – 2512, 2009. 40 YEARS OF CPC : A celebratory issue focused on quality software for high performance, grid and novel computing architectures.
- [88] Barbara J. Cooke and T. Frank Palmer. Effect of temperature on the fluorescence of methyl- and phenyl-substituted biphenyl molecules. *Journal of Photochemistry*, 26(2–3) :149 – 163, 1984.
- [89] C. Augier. PhD thesis, Université Paris Sud 11, 2005.
- [90] J. Mott. *docdb NEMO 1258-v1*.

- [91] O. Ponkratenko, V. Tretyak, and Yu. Zdesenko. Event generator decay4 for simulating double-beta processes and decays of radioactive nuclei. *Physics of Atomic Nuclei*, 63 :1282–1287, 2000. 10.1134/1.855784.
- [92] matra Datavision. EUCLID3. 1994.
- [93] R. Brun and F. Carminati. GEANT Detector Description and Simulation Tool. *CERN Programming Library Long Writeup W5013*, 1993.
- [94] CERN. Physics analysis workstation <http://paw.web.cern.ch/paw/>.
- [95] Doxygen. <http://www.stack.nl/~dimitri/doxygen/>.
- [96] Documentation NAT++. <http://www.cenbg.in2p3.fr/analysenemo>.
- [97] I. Kisel, V. Kovalenko, F. Laplanche, R. Arnold, C. Augier, A. Barabash, D. Blum, V. Brudanin, J.E. Campagne, D. Dassié, V. Egorov, R. Eschbach, J.L. Guyonnet, F. Hubert, Ph. Hubert, S. Jullian, O. Kochetov, V.N. Kornoukov, D. Lallanne, F. Leccia, I. Link, C. Longuemare, F. Mauger, P. Mennrath, H.W. Nicholson, A. Nozdrin, F. Piquemal, O. Purtov, J.-L. Reyss, F. Scheibling, J. Suhonen, C.S. Sutton, G. Szklarz, V.I. Tretyak, V. Umatov, I. Vanushin, A. Varelle, Yu. Vasilyev, Ts. Vylov, and V. Zerkin. Cellular automaton and elastic net for event reconstruction in the nemo-2 experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 387(3) :433 – 442, 1997.
- [98] N. Margolus T. Toffoli. *Cellular Automata Machines : A New Environment for Modelling (4th ed.)*. MIT Press, Cambridge, MA, 1987.
- [99] Vasiliev. Studing nemo tracking device systematics with ^{207}Bi electron source. *Note interne NEMO3*.
- [100] V. Tretyak. Internal note : Systematic corrections due to dead time and pmt noise, docdb 507.
- [101] C. Marquet. *Étude des composantes neutron et gamma du bruit de fond de la décroissance $\beta\beta(0\nu)$ dans le détecteur prototype NEMO2; Implications pour le détecteur NEMO3*. PhD thesis, Université Bordeaux I, 1999.
- [102] Y. Takeuchi, K. Okumura, T. Kajita, S. Tasaka, H. Hori, M. Nemoto, and H. Okazawa. Development of high sensitivity radon detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 421(1–2) :334 – 341, 1999.
- [103] R. Arnold, C. Augier, J. Baker, A. Barabash, G. Broudin, V. Brudanin, A. J. Caffrey, E. Caurier, V. Egorov, K. Errahmane, A. I. Etienvre, J. L. Guyonnet, F. Hubert, Ph. Hubert, C. Jollet, S. Jullian, O. Kochetov, V. Kovalenko, S. Konovalov, D. Lallanne, F. Leccia, C. Longuemare, G. Lutter, Ch. Marquet, F. Mauger, F. Nowacki,

- H. Ohsumi, F. Piquemal, J. L. Reyss, R. Saakyan, X. Sarazin, L. Simard, F. Šimkovic, Yu. Shitov, A. Smolnikov, L. Štekl, J. Suhonen, C. S. Sutton, G. Szklarz, J. Thomas, V. Timkin, V. Tretyak, V. Umatov, L. Vála, I. Vanushin, V. Vasilyev, V. Vorobel, and Ts. Vylov. First results of the search for neutrinoless double-beta decay with the nemo 3 detector. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :182302, Oct 2005.
- [104] J. Argyriades, R. Arnold, C. Augier, J. Baker, A.S. Barabash, M. Bongrand, G. Broudin-Bay, V.B. Brudanin, A.J. Caffrey, A. Chapon, E. Chauveau, Z. Darraktchieva, D. Durand, V.G. Egorov, N. Fatemi-Ghomi, R. Flack, A. Freshville, B. Guillon, Ph. Hubert, S. Jullian, M. Kauer, S. King, O.I. Kochetov, S.I. Konovalov, V.E. Kovalenko, D. Lalanne, K. Lang, Y. Lemière, G. Lutter, F. Mamedov, Ch. Marquet, J. Martin-Albo, F. Mauger, A. Nachab, I. Nasteva, I.B. Nemchenok, C.H. Nguyen, F. Nova, P. Novella, H. Ohsumi, R.B. Pahlka, F. Perrot, F. Piquemal, J.L. Reyss, J.S. Ricol, R. Saakyan, X. Sarazin, L. Simard, Yu.A. Shitov, A.A. Smolnikov, S. Snow, S. Söldner-Rembold, I. Štekl, C.S. Sutton, G. Szklarz, J. Thomas, V.V. Timkin, V.I. Tretyak, V.I. Tretyak, V.I. Umatov, L. Vála, I.A. Vanyushin, V.A. Vasiliev, V. Vorobel, and Ts. Vylov. Measurement of the background in the nemo 3 double beta decay experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 606(3) :449 – 465, 2009.
- [105] H. Ohsumi, R. Gurriarán, Ph. Hubert, R. Arnold, C. Augier, J. Baker, A. Barabash, O. Bing, V. Brudanin, A.J. Caffrey, J.E. Campagne, E. Caurier, D. Dassie, V. Egorov, K. Errahmane, R. Eschbach, T. Filipova, J.L. Guyonnet, F. Hubert, C. Jollet, S. Jullian, I. Kisel, A. Klimenko, O. Kochetov, V.N. Kornoukhov, V. Kovalenko, V. Kuzichev, D. Lalanne, F. Laplanche, F. Leccia, I. Linck, C. Longuemare, Ch. Marquet, F. Mauger, H.W. Nicholson, I. Nikolic-Audit, F. Piquemal, J.L. Reyss, X. Sarazin, A. Smolnikov, I. Štekl, J. Suhonen, C.S. Sutton, G. Szklarz, V. Timkin, V. Tretyak, V. Umatov, L. Vála, I. Vanyushin, A. Varelle, V. Vasiliev, S. Vasiliev, V. Vorobel, and Ts. Vylov. Gamma-ray flux in the fréjus underground laboratory measured with nai detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 482(3) :832 – 839, 2002.
- [106] V. Chazal, R. Brissot, J.F. Cavaignac, B. Chambon, M. de Jesus, D. Drain, Y. Giraud-Heraud, C. Pastor, A. Stutz, and L. Vagneron. Neutron background measurements in the underground laboratory of modane. *Astroparticle Physics*, 9(2) :163 – 172, 1998.
- [107] K. Fushimi, N. Kudomi, S. Yoshida, H. Ejiri, K. Hayashi, T. Kishimoto, K. Kume, H. Kuramoto, K. Matsuoka, H. Ohsumi, and K. Takahisa. Limits on majoron emitting neutrinoless double-beta decay of 100mo. *Physics Letters B*, 531(3–4) :190 – 194, 2002.
- [108] Jouni Suhonen and Osvaldo Civitarese. Weak-interaction and nuclear-structure aspects of nuclear double beta decay. *Physics Reports*, 300(3–4) :123 – 214, 1998.

- [109] S. Stoica. Two-neutrino double-beta decay half-lives of ^{96}Zr and ^{100}Mo to excited states of ^{96}Mo and ^{100}Ru . *Physics Letters B*, 350(2) :152 – 157, 1995.
- [110] F Simkovic, P Domin, and S V Semenov. The single state dominance hypothesis and the two-neutrino double beta decay of ^{100}Mo . *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 27(11) :2233, 2001.
- [111] Jouni Suhonen. On the double-beta decays of ^{70}Zn , ^{86}Kr , ^{94}Zr , ^{104}Ru , ^{110}Pd and ^{124}Sn . *Nuclear Physics A*, 864(1) :63 – 90, 2011.
- [112] H. Ejiri, K. Fushimi, K. Hayashi, R. Hazama, T. Kishimoto, N. Kudomi, K. Kume, K. Nagata, H. Ohsumi, K. Okada, T. Shima, and J. Tanaka. Limits on neutrino-less double beta decay of ^{100}Mo . *Nuclear Physics A*, 611(1) :85 – 95, 1996.
- [113] D. Blum, J. Busto, J.E. Campagne, D. Dassié, F. Hubert, Ph. Hubert, M.C. Isaac, C. Izac, S. Jullian, B.N. Kouts, B.N. Kropivnyansky, D. Lalanne, T. Lamhamdi, F. Laplanche, F. Leccia, I. Linck, C. Longuemare, P. Mennrath, F. Natchez, F. Scheibling, G. Szklarz, V.I. Tretyak, and Yu.G. Zdesenko. Search for γ -rays following $\beta\beta$ decay of ^{100}Mo to excited states of ^{100}Ru . *Physics Letters B*, 275(3–4) :506 – 511, 1992.
- [114] Barabash et al. Two neutrino double-beta decay of ^{100}Mo to the first excited $0+$ state in ^{100}Ru . *Physics Letters B*, 345 :408–413, 1995.
- [115] A.S. Barabash, V.I. Umatov, R. Gurriaran, F. Hubert, and P. Hubert. 2ν beta beta decay of ^{100}Mo to the first $0+$ excited state in ^{100}Ru . *Phys.Atom.Nucl.*, 62 :2039–2043, 1999.
- [116] L. De Braeckelee et al. Measurement of the $\beta\beta$ -decay rate of ^{100}Mo to the first $0+$ state of ^{100}Ru . *Phys. Rev. Lett.*, 86 :3510–3513, 2001.
- [117] V. Tretyak et al. The NEMO3 result after completion of the data taking. *MEDEX'11 conference*, 2011.
- [118] R. Arnold, C. Augier, J. Baker, A. Barabash, V. Brudanin, A.J. Caffrey, V. Egorov, J.L. Guyonnet, F. Hubert, Ph. Hubert, L. Jenner, C. Jollet, S. Jullian, A. Klimenko, O. Kochetov, S. Konovalov, V. Kovalenko, D. Lalanne, F. Leccia, I. Linck, C. Longuemare, G. Lutter, Ch. Marquet, F. Mauger, H.W. Nicholson, H. Ohsumi, F. Piquemal, J.-L. Reyss, R. Saakyan, X. Sarazin, F. Scheibling, Yu. Shitov, L. Simard, A. Smolnikov, I. Stekl, J. Suhonen, C.S. Sutton, G. Szklarz, V. Timkin, J. Thomas, V. Tretyak, V. Umatov, L. Vala, I. Vanyushin, S. Vasiliev, V. Vasilyev, V. Vorobel, and Ts. Vylov. Study of 2β -decay of ^{100}Mo and ^{82}Se using the nemo3 detector. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 80 :377–381, 2004.
- [119] R. Arnold, C. Augier, J. Baker, A.S. Barabash, M. Bongrand, G. Broudin, V. Brudanin, A.J. Caffrey, V. Egorov, A.I. Etienvre, N. Fatemi-Ghomi, F. Hubert, Ph. Hubert, J. Jerie, C. Jollet, S. Jullian, S. King, O. Kochetov, S.I. Konovalov, V. Kovalenko, D. Lalanne, T. Lamhamdi, F. Leccia, Y. Lemièrre, C. Longuemare, G. Lutter,

- Ch. Marquet, F. Mauger, A. Nachab, H. Ohsumi, F. Perrot, F. Piquemal, J.L. Reyss, J.S. Ricol, R. Saakyan, X. Sarazin, L. Simard, F. Šimkovic, Yu. Shitov, A. Smolnikov, S. Söldner-Rembold, I. Štekl, J. Suhonen, C.S. Sutton, G. Szklarz, J. Thomas, V. Timkin, V. Tretyak, V. Umatov, L. Vála, I. Vanyushin, V. Vasiliev, V. Vorobel, and Ts. Vylov. Measurement of double beta decay of ^{100}Mo to excited states in the nemo 3 experiment. *Nuclear Physics A*, 781(1–2) :209 – 226, 2007.
- [120] R. Arnold et al. Measurement of double beta decay of ^{100}Mo to excited states in the nemo3 experiment. *Nucl. Phys. A*, 781 :209–226, 2007.
- [121] Gary J. Feldman and Robert D. Cousins. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Phys. Rev. D*, 57 :3873–3889, Apr 1998.
- [122] Détermination des limites caractéristiques pour mesures de rayonnements ionisants-principes fondamentaux et application. "*NF ISO 11929*", 2010.
- [123] F. Šimkovic, M. Nowak, W. A. Kamiński, A. A. Raduta, and Amand Faessler. Neutrinoless double beta decay of ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{100}Mo , and ^{136}Xe to excited 0^+ states. *Phys. Rev. C*, 64 :035501, Aug 2001.

Résumé

L'expérience NEMO3 était dédiée à la recherche de la désintégration $\beta\beta 0\nu$ à l'aide de diverses sources d'isotopes de désintégration double bêta (principalement ^{100}Mo , ^{82}Se , ^{116}Cd et ^{130}Te pour un total d'environ 10 kg). Le détecteur était localisé dans le Laboratoire souterrain de Modane, à mi-parcours du tunnel du Fréjus. Cette expérience a permis de démontrer que la technologie "tracko-calor" est très compétitive et a de plus offert de nouveaux résultats pour la recherche des désintégrations $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$. Par ailleurs, elle a ouvert la voie pour son successeur SuperNEMO, dont le but est d'atteindre 100 kg de ^{82}Se (pour une sensibilité de 10^{26} années).

Le but principal de cette thèse a été de mesurer le temps de demi-vie des désintégrations $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo vers les états excités 0_1^+ du ^{100}Ru à l'aide des données totales de NEMO3, avec de nouvelles méthodes d'analyse et un développement du programme d'analyse de la collaboration.

Les résultats obtenus pour la désintégration $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état fondamental (gs) et excité (0_1^+) du ^{100}Ru sont $T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(gs) = 7,05 \pm 0,01(stat) \pm 0,54(syst) \times 10^{18}$ ans et $T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(0_1^+) = (6,15 \pm 1,1(stat) \pm 0,78) \times 10^{20}$ ans. Ces résultats sont compatibles avec les résultats publiés par la collaboration. Quand à la désintégration $\beta\beta 0\nu(0_1^+)$, ce travail permet d'obtenir un temps de demi-vie de $T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu}(0_1^+) > 2,6 \times 10^{23}$ ans, améliorant significativement les derniers résultats publiés.

De plus ces méthodes ont aussi permis de présenter un nouveau modèle de bruit de fond de l'expérience, plus exhaustif.

Le second but de ce travail a été de mesurer les erreurs systématiques du calorimètre de NEMO3 dues, entre autres, à la longueur d'onde des systèmes d'étalonnage du détecteur. Ce travail a été réalisé notamment à l'aide d'un banc de test basé sur des DEL. Ce banc a aussi permis de contribuer au développement du calorimètre de SuperNEMO, particulièrement au travers de mesures de linéarité et de caractéristiques temporelles des PM destinés au démonstrateur de l'expérience.

Mot clefs :

NEMO3, SuperNEMO, neutrino, double décroissance bêta, états excités, analyse de données, photomultiplicateur

Abstract

The NEMO3 experiment was researching the $\beta\beta 0\nu$ decay by using various sources of double beta decay isotopes (mainly ^{100}Mo , ^{82}Se , ^{116}Cd and ^{130}Te for about 10 kg in total). The detector was located in the "Laboratoire Souterrain de Modane", in the halfway point of the Frejus tunnel. This experiment demonstrated that the "tracko-calor" technology is really competitive and, in addition, it gives new results for the $\beta\beta 2\nu$ and the $\beta\beta 0\nu$ decays research. Moreover it opened a new way for its successor SuperNEMO, which aim is to reach a mass of 100 kg of ^{82}Se (for a sensitivity of 10^{26} years).

The main goal of the thesis is to measure the $\beta\beta 2\nu$ and $\beta\beta 0\nu$ decay of the ^{100}Mo to the excited state 0_1^+ of the ^{100}Ru thanks to the whole NEMO3 data, with new original methods of analysis and through the development of the collaboration analysis software.

The results obtained for the ground states (gs) and excited states $\beta\beta 2\nu$ of the ^{100}Mo are $T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(gs) = (7,05 \pm 0,01(stat) \pm 0,54(syst)) \times 10^{18}$ years and $T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(0_1^+) = (6,15 \pm 1,1(stat) \pm 0,78) \times 10^{20}$ years. Those results are compatibles with the last published ones by the collaboration. For the $\beta\beta 0\nu(0_1^+)$, this work gave a half-life time of $T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu}(0_1^+) > 2,6 \times 10^{23}$ years, improving significantly the last published results.

Furthermore those methods also allowed to present a new and more exhaustive background noise model for this experiment.

The second point of this work was to measure the systematics errors of the NEMO3 calorimeter, among others due to the wavelength of the NEMO3 calibration systems. This work was done using a new test bench based on LED. This bench also allowed to contribute to the development of the SuperNEMO calorimeter, especially in the time characteristic and the energy linearity measurement of the PMT intended to the demonstrator of the experiments.

Keywords :

NEMO3, SuperNEMO, neutrino, double beta decay, excited states, data analysis, photomultiplier