



HAL
open science

Expérience NEMO 3 - Avantages et limitations Prospective pour la physique double bêta

C. Augier

► **To cite this version:**

C. Augier. Expérience NEMO 3 - Avantages et limitations Prospective pour la physique double bêta. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2005. tel-00011894

HAL Id: tel-00011894

<https://theses.hal.science/tel-00011894>

Submitted on 9 Mar 2006

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.

ORSAY
N° d'ordre

LAL 05-36
Mai 2005

Université de Paris-Sud

Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches

Spécialité

SCIENCES PHYSIQUES : PHYSIQUE DES PARTICULES

Expérience NEMO 3
Avantages et limitations

Prospective pour la physique double bêta

Corinne Augier

Présenté le 17 juin 2005 devant le jury composé de :

| | | | |
|----|---------|----------|-------------------|
| MM | Etienne | AUGE | Président du jury |
| | José | BUSTO | Rapporteur |
| | Jules | GASCON | Rapporteur |
| | Andrea | GIULIANI | Rapporteur |
| | Serge | JULLIAN | |
| | Serguey | PETCOV | |



A vous tous, merci...

*Dans un monde merveilleux, les Super-Héros oeuvreraient ensemble pour le bien du plus grand nombre...
 Dans le monde de NEMO, les poissons clowns côtoient Superman, Spiderman, Batman et*

Wonderwoman...

Alors il est temps de croire que tout peut arriver, n'est-ce pas ? !...

Catwoman

Ce mémoire d'habilitation est l'aboutissement de près de douze années passées au sein du groupe NEMO du LAL, d'abord en tant qu'ATER, puis comme maître de conférences. J'ai de ce fait un grand nombre de personnes à remercier, avec lesquelles je travaille depuis maintenant bien longtemps...

Plusieurs directeurs se sont succédés au LAL durant cette période, que soient remerciés Michel Davier, Jacques Lefrançois, François Richard et Bernard D'Almagne pour leur accueil au laboratoire, puis leur soutien durant ces années. J'ai eu grand plaisir à travailler sous la direction de chacun d'eux.

J'aimerais tout d'abord remercier très sincèrement les rapporteurs de ce travail, José Busto, Jules Gascon et Andrea Giuliani, qui tous trois ont eu la tâche difficile de lire en un temps record ce mémoire imposant, et pas aussi amusant qu'un roman, il faut bien le reconnaître, afin de réaliser leur rapport. Je dois avouer qu'ils l'ont fait avec le sourire et je leur en suis de ce fait extrêmement reconnaissante.

J'aimerais aussi remercier les autres physiciens qui ont lu ce rapport : Etienne Augé, qui a accepté la présidence de mon jury et qui m'offre ses encouragements constants dans mes choix d'enseignement, ainsi que Serguey Petcov, qui m'a fait l'honneur d'accepter de participer au jury, pour son indéfectible soutien aux expériences "à la NEMO".

Une mention spéciale à Serge Jullian, qui me supporte depuis douze ans maintenant, avec mon enthousiasme, ma ténacité et mon humour, ce qui n'est pas trop difficile, mais aussi avec mon "sale caractère" légendaire, ce qui l'est moins... Il a néanmoins survécu sans trop de déprime et a l'air d'en redemander, ce qui est rassurant, puisque son prochain éméritat va lui permettre de continuer à me subir au sein du groupe encore quelques années.

J'ai eu, et j'ai toujours pour certains, grand plaisir à travailler avec les physiciens et les deux physiciennes du groupe NEMO qui se sont succédés ces dernières années au laboratoire, qu'ils et elles en soient tous ici remerciés très chaleureusement.

J'aimerais ajouter ici un petit mot particulier pour Xavier Sarazin, qui a repris sa "cohabitation" avec moi toujours avec la même bonne humeur, en supportant les miennes, merci pour tous les bons moments, pendant la construction de NEMO 3, les tests des secteurs en chanson,

les nombreux séjours au LSM et les soirées au routier avec Christine en gilet orange, ton respect pour mon travail d'enseignante, tes conseils avisés sur la partie prospective de ce mémoire, et puis surtout merci aussi d'avoir pris mes sales manies, quelque part ça rassure...

Et puis un autre grand merci à Georges Szklarz, qui a accompagné mes débuts de physicienne expérimentatrice de la double désintégration bêta, à Orsay comme à Modane. Je profite lâchement depuis toutes ces années de son incroyable savoir, tant en détection qu'en physique théorique. Chacune de mes questions trouve une réponse... oui, même les plus stupides... Merci d'être encore là même si tu bougonnes que tu veux ta retraite, merci de ton aide constante, et aussi de ta relecture de la partie théorique de ce mémoire. Je ne pense pas qu'une coupe de champagne, voire même deux, soient suffisantes pour te remercier, mais je ne doute pas que nous trinquerons quand même ensemble.

J'aimerais remercier très sincèrement Jocelyne Brosselard et Geneviève Gilbert (sans oublier Simone Nuzillat), pour leur aide et leur dévouement constants au quotidien. Rien ne serait pareil sans leur présence chaleureuse.

Enfin, je voudrais dire toute ma sympathie à l'ensemble des personnels du laboratoire, physiciens, techniciens, ingénieurs et administratifs, avec qui j'ai partagé de très bons moments pendant toutes ces années. J'espère que cela continuera longtemps. Une mention spéciale à Roxanne Lelouet, Laurent Serin, Laurent Duffot et Patrick Puzo, pour leur présence et leur écoute, et puis une pensée chaleureuse pour les membres du groupe "communication" et les écrivains du "Tam-Tam", c'était une belle aventure...

La construction du détecteur NEMO 3 a eu lieu en grande majorité au LAL, et j'aimerais en profiter ici pour remercier chaleureusement l'ensemble des personnels au SECAP, au SRM, en Electronique, au groupe Contrôle-Commande, au service Interconnexions, au service Achats, au service Financier, au service Missions, aux Transports, en Informatique ... qui ont porté ce projet à bout de bras avec nous pour le rendre réalisable, malgré tous les problèmes, les délais, le manque de moyens, et toutes les embûches rencontrées. Je ne vais pas vous citer tous ici (ce serait un exercice bien trop périlleux, car vous êtes très nombreux, et surtout je m'en voudrais d'oublier involontairement quelqu'un), mais je sais que chacun d'entre vous se reconnaîtra, pour tous les fous rires et les coups de gueule partagés ensemble durant les réunions, les tests, la construction et l'installation au LSM. J'associe à ces remerciements chaleureux les personnels permanents du LSM, qui nous permettent de travailler sur notre détecteur tranquillement installés dans nos bureaux (et on y est bien mieux qu'à l'intérieur du tunnel du Fréjus, même quand tout va bien, sachez-le...), et nos collègues des autres expériences qui travaillent au LSM, pour les discussions et les plats de pâtes partagés chez "Peppuccio"...

La collaboration internationale NEMO est de taille suffisamment modeste pour que nous nous connaissions tous très bien. J'ai beaucoup de plaisir à travailler avec vous tous, soyez en remerciés.

J'ai une pensée particulière pour nos collaborateurs ou ex-collaborateurs français... du CENBG, avec Philippe et Françoise Hubert bien sûr, les "petits jeunes" Guillaume et Gwenaëlle, et ceux qui sont partis, Dédé Guiral pour les soirées à Garchy, et Irena Nicolik-Audit. Et mes pensées vont tout particulièrement à Christine Marquet, pour toutes tes qualités qui nous

rapprochent, ton sérieux dans le travail, ton enthousiasme pendant nos délires, et surtout pour ton amitié qui m'est si précieuse, et à Fabrice Piquemal pour tous les liens que nous avons tissés durant toutes ces années sur NEMO, et la longue route, souvent drôle mais pas toujours, que nous avons parcourue ensemble, unissant nos forces,... et même si tu penses que les "NEMO girls" ont sale caractère... "euh, du caractère!!!", voulais-tu dire, sans doute...

de l'IREs, avec en tête Roger Arnold, Cécile Jollet, et puis aussi Jean-Louis Guyonnet, Bernard Humbert et Jacques Wurtz, sans oublier les anciens, Fernand Scheibling et Isabelle Link, et du LPC, avec Claude Longuemare et Albert Leconte, et bien évidemment mon très cher François Mauger, pour tout ce que nous avons partagés sur NEMO ces dernières années, et puis surtout merci de ton incroyable humour, qui permet de dédramatiser toutes les situations !

Merci à vous qui avez fait ou faites encore, par votre collaboration chaleureuse et fructueuse, que de nombreux moments de mes journées de travail soient aussi une partie de plaisir...

and also many thanks to Sean Sutton and Karol Lang for their precious help to correct both the NIM publication and the english part of this report.

Merci aussi aux personnes qui permettent qu'enseigner soit un vrai bonheur pour moi, mes collègues enseignants de la faculté des sciences, bien sûr, et aussi les nombreux étudiants que j'ai eu la chance de rencontrer depuis 1992, dont certains sont à présent eux-mêmes chargés de recherche, enseignants ou ingénieurs en physique... Une mention spéciale à Henri Sergolle, Nimet Frascaria et Françoise Pougheon, pour le plaisir que j'ai à enseigner "Noyaux et Particules", ainsi qu'aux enseignants et à toute l'équipe technique et administrative du magistère de physique d'Orsay, et notamment à Alain Cordier, pour son soutien, et à Suzanne Maury, pour son aide en toutes circonstances et surtout son amitié.

Merci aux membres des commissions et conseils de la faculté des sciences et de l'université avec lesquels j'ai pris grand plaisir à plancher sur certains dossiers... surtout sur ceux qui ont pu avancer. Côté de personnes d'autres disciplines oeuvrant dans un même but aura de plus été extrêmement enrichissant...

Enfin, merci à Nicole et Jean, Fabienne et Bruno, Anaïs, Fanny, Manon et Sandra-Chloé. Vous êtes ma famille et mon point d'équilibre, merci d'être là, toujours.

Je ne saurais finir sans un grand merci à Enid Blyton pour son "Club des Cinq" : Christine, Fabrice, François et Xavier, je vous inscris dans l'ordre alphabétique, je ne saurais choisir lequel placer en premier, vous avez été de tous les moments, les bons bien sûr, oui mais aussi les autres... Sachez que chacun à votre tour et chacun à votre manière, vous avez fait en sorte que je reste quand rien n'allait plus, à y croire quand toute mon énergie se perdait en route. Comme vous le dites toujours, c'est notre force, alors qu'elle soit avec nous pour la suite de l'aventure... et attention au côté obscur...

Aux Super-Héros, et bonne route...

L'expérience NEMO 3 - Avantages et Limitations
Prospectives pour la physique double bêta
Résumé

Après une introduction à ce mémoire d'habilitation au chapitre 1, je rappelle l'état des lieux de nos connaissances en physique du neutrino au chapitre 2.

Je détaille ensuite dans le chapitre 3 les choix effectués pour la conception et la réalisation du détecteur NEMO 3, consacré aux études des processus de double désintégration bêta. Les performances complètes du détecteur sont aussi rappelées, tant en terme d'identification des fonds, que pour l'ensemble des processus $\beta\beta$, ainsi que les moyens utilisés par la collaboration pour réduire d'un facteur dix le bruit de fond dû à la présence de radon dans le détecteur, le rendant ainsi négligeable. Ce chapitre, correspondant au "Technical Report" de l'expérience NEMO 3, est écrit en anglais et forme un ensemble complet destiné aux collaborateurs de l'expérience NEMO.

Je termine ce mémoire avec le chapitre 4, par une prospective à dix ans sur les futurs projets expérimentaux en physique de la double désintégration bêta, en insistant d'une part sur le projet SuperNEMO et le programme de R&D à réaliser en France au cours des trois prochaines années, et d'autre part sur la comparaison avec les expériences qui me semblent les plus prometteuses, comme GERDA ou CUORE, avec notamment l'étude de l'effet des éléments de matrice nucléaires sur la mesure de la masse effective du neutrino.

Enfin, le chapitre 5 présente la conclusion générale de ce travail.

Mots-clés : neutrino, double désintégration bêta, masse effective, éléments de matrice nucléaires, détection, performances, NEMO 3, SuperNEMO.

NEMO 3 experiment - Advantages and Limitations
Prospect in double beta physics
Abstract

After an introduction to this report in Chapter 1, I present a status of our knowledge in neutrino physics in Chapter 2.

Then, I detail in Chapter 3 all the choices made for the design and realisation of the NEMO 3 detector for the research of double beta decay process. Performance of the detector is presented, concerning both the capacity of the detector to identify the backgrounds and the ability to study all the $\beta\beta$ process. I also explain the methods chosen by the NEMO collaboration to reduce the radon activity inside the detector and to make this background negligible today. This chapter, which is written in English, is the "Technical report of the NEMO 3 detector" and forms an independent report for the NEMO collaborators.

I finish this report in Chapter 4 with a ten years prospect for experimental projects in physics, with both the SuperNEMO project and its R&D program, and also by comparing the most interesting experiments, CUORE and GERDA, showing as an example the effect of nuclear matrix elements on the neutrino effective mass measurement.

Finally, I present in Chapter 5 the general conclusions of this report.

Key-words : neutrino, double beta decay, effective mass, nuclear matrix elements, detection, performance, NEMO 3, SuperNEMO.

Table des matières

| | | |
|----------|--|----------|
| 1 | Introduction générale | 1 |
| 1.1 | Guide de lecture de ce mémoire d'habilitation | 1 |
| 1.2 | Résumé sur le contenu des différentes parties | 2 |
| 2 | Etat des lieux de nos connaissances en physique du neutrino | 5 |
| 2.1 | Les neutrinos dans le cadre du Modèle Standard | 5 |
| 2.1.1 | Les neutrinos | 5 |
| 2.1.2 | Neutrino et interaction faible | 6 |
| 2.1.3 | La brisure spontanée de symétrie | 7 |
| 2.1.4 | Modèle standard et neutrino | 7 |
| 2.1.5 | La masse du neutrino dans le cadre du Modèle Standard | 9 |
| 2.2 | Motivations pour une masse de neutrinos | 11 |
| 2.2.1 | Motivations théoriques : masse de Dirac ou de Majorana | 11 |
| 2.2.1.1 | Terme de masse de Dirac | 11 |
| 2.2.1.2 | Terme de masse de Majorana | 11 |
| 2.2.1.3 | Le mécanisme de la balançoire ou “see-saw” | 12 |
| 2.2.2 | Motivations en cosmologie | 13 |
| 2.2.3 | Conséquences liées à des neutrinos massifs | 14 |
| 2.3 | Statut et perspectives en physique du neutrino | 15 |
| 2.3.1 | Spectre de masse et mélange de neutrinos | 15 |
| 2.3.2 | Le lien avec la cosmologie | 19 |
| 2.3.3 | Les mesures directes | 20 |
| 2.4 | La double désintégration bêta | 22 |
| 2.4.1 | Echange d'un neutrino de Majorana massif léger | 22 |
| 2.4.2 | Processus $\beta\beta 0\nu$ impliquant l'échange d'autres particules | 24 |
| 2.4.2.1 | Interaction faible à courant droit de type $V + A$ impliquant un boson W_R | 24 |
| 2.4.2.2 | Interaction faible à courant droit entre l'état fondamental du noyau père et celui du noyau fils | 25 |
| 2.4.2.3 | Processus $\beta\beta 0\nu$ avec émission d'un Majoron J | 25 |
| 2.4.2.4 | Processus $\beta\beta 0\nu$ par violation de R-parité dans les modèles supersymétriques | 26 |
| 2.4.3 | La double désintégration bêta permise $\beta\beta 2\nu$ | 27 |
| 2.4.4 | Les isotopes $\beta\beta$ | 29 |
| 2.4.5 | Sensibilité au processus interdit d'une expérience de double désintégration bêta | 29 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 2.4.6 | Les techniques de détection | 31 |
| 2.5 | Calcul des éléments de matrice nucléaires | 33 |
| 2.5.1 | La QRPA | 33 |
| 2.5.2 | Le modèle en couches (Shell-model ou SM) | 36 |
| 2.5.3 | Contraintes des NME par des observables | 37 |
| 2.6 | Conclusions et perspectives | 39 |
| 3 | Technical design and performance of the NEMO 3 detector | |
| | Advantages and limitations | 41 |
| 3.1 | General introduction | 41 |
| 3.1.1 | Objective of the experiment | 41 |
| 3.1.1.1 | Neutrino species, neutrino nature and mixing | 41 |
| 3.1.1.2 | Double beta decay | 43 |
| 3.1.2 | General description of the NEMO 3 detector | 51 |
| 3.1.3 | Sources of background | 51 |
| 3.1.3.1 | Natural decay chains and other radioactive isotopes | 52 |
| 3.1.3.2 | External and internal backgrounds | 53 |
| 3.2 | Technical design of the NEMO 3 detector | 62 |
| 3.2.1 | Principle of the NEMO 3 realization | 62 |
| 3.2.1.1 | Assembly of the sectors | 62 |
| 3.2.2 | The NEMO 3 isotopic sources | 67 |
| 3.2.2.1 | Introduction | 67 |
| 3.2.2.2 | Radiopurity of the sources with respect to ^{214}Bi and ^{208}Tl | 69 |
| 3.2.2.3 | Production and enrichment of molybdenum | 71 |
| 3.2.2.4 | Physical purification of the enriched Mo powder and metallic strip fabrication | 72 |
| 3.2.2.5 | Chemical purification of the enriched Mo powder and fabrication of composite strips | 73 |
| 3.2.2.6 | Production, enrichment and purification processes for other isotopes | 76 |
| 3.2.2.7 | Summary of the source foil properties | 79 |
| 3.2.3 | Design of the calorimeter | 95 |
| 3.2.3.1 | Description | 95 |
| 3.2.3.2 | Scintillator and light guide characteristics | 95 |
| 3.2.3.3 | Photomultiplier tube characteristics | 99 |
| 3.2.3.4 | Preparation and installation of the scintillator blocks | 101 |
| 3.2.3.5 | Coupling between scintillator and PMT | 102 |
| 3.2.3.6 | Assembly of the PMTs in the LSM | 102 |
| 3.2.4 | The tracking detector | 112 |
| 3.2.4.1 | Description | 112 |
| 3.2.4.2 | Elementary Geiger cell | 112 |
| 3.2.4.3 | NEMO 3 tracking device | 114 |
| 3.2.4.4 | Choice of the wire and gas mixture [71] | 114 |
| 3.2.4.5 | Assembly and wiring of a sector | 117 |
| 3.2.5 | Electronics, trigger and data acquisition systems | 134 |
| 3.2.5.1 | Calorimeter electronics | 134 |
| 3.2.5.2 | Tracking detector electronics | 138 |

| | | |
|---------|---|-----|
| 3.2.5.3 | The NEMO 3 trigger system | 140 |
| 3.2.5.4 | The NEMO 3 data acquisition system | 154 |
| 3.2.5.5 | Control of the experiment | 154 |
| 3.2.5.6 | The NEMO 3 database : <i>NEMO DB</i> | 154 |
| 3.2.6 | Energy and time calibration of the counters | 158 |
| 3.2.6.1 | Introduction | 158 |
| 3.2.6.2 | Mechanics of the calibration tubes | 158 |
| 3.2.6.3 | Radioactive sources | 158 |
| 3.2.6.4 | Laser calibration system | 161 |
| 3.2.6.5 | Energy alignment of the counters | 163 |
| 3.2.6.6 | Absolute energy calibration method | 163 |
| 3.2.6.7 | Energy corrections using the laser system | 164 |
| 3.2.6.8 | Time calibration | 165 |
| 3.2.7 | Coil and shields | 168 |
| 3.2.7.1 | Introduction | 168 |
| 3.2.7.2 | The magnetic coil | 168 |
| 3.2.7.3 | Iron shield | 169 |
| 3.2.7.4 | Neutron shield | 169 |
| 3.2.8 | Mounting and assembly of the detector in the LSM | 172 |
| 3.2.8.1 | Special arrangements of the Fréjus Underground Laboratory | 172 |
| 3.2.8.2 | Supporting structure | 172 |
| 3.2.8.3 | Principle of the gas regulation system | 172 |
| 3.2.8.4 | Placing of the sectors on the supporting structure | 172 |
| 3.2.8.5 | Final installation and commissioning period | 174 |
| 3.2.9 | Radiopurity of the detector | 178 |
| 3.2.9.1 | Introduction | 178 |
| 3.2.9.2 | Measurement principle | 178 |
| 3.2.9.3 | Radioactivity measurements of the source foils | 181 |
| 3.2.9.4 | Radioactivity measurements for the other components of NEMO 3 | 184 |
| 3.3 | Performance of the detector | 189 |
| 3.3.1 | Monte-Carlo simulations | 189 |
| 3.3.1.1 | The simulation program | 189 |
| 3.3.1.2 | Neutron simulations and shields' effectiveness | 189 |
| 3.3.2 | Trigger and data acquisition | 193 |
| 3.3.2.1 | Acquisition and data file building | 193 |
| 3.3.2.2 | The $\beta\beta$ acquisition | 194 |
| 3.3.2.3 | Other acquisition types | 196 |
| 3.3.3 | Tracking detector performance | 207 |
| 3.3.3.1 | Final operating conditions of the tracking detector | 207 |
| 3.3.3.2 | Geiger TDC analysis | 207 |
| 3.3.3.3 | Track reconstruction | 208 |
| 3.3.3.4 | Reconstruction of the particle position in the cell | 209 |
| 3.3.3.5 | Misidentification of electrons and positrons | 212 |
| 3.3.3.6 | The vertex reconstruction | 212 |
| 3.3.4 | Operating conditions of the calorimeter | 227 |
| 3.3.4.1 | Working performance of the calorimeter | 227 |

| | | |
|---------|--|-----|
| 3.3.4.2 | Energy resolution of the counters [102] | 227 |
| 3.3.4.3 | Timing resolution of the counters | 228 |
| 3.3.4.4 | Counter stability | 229 |
| 3.3.5 | Run status | 229 |
| 3.4 | The radon background | 244 |
| 3.4.1 | Background studies and effects on the $\beta\beta 0\nu$ analysis for ^{100}Mo | 244 |
| 3.4.1.1 | Summary of the background studies with the NEMO 3 detector | 244 |
| 3.4.1.2 | Development of a high-sensitivity radon detector | 245 |
| 3.4.1.3 | Effects of the backgrounds on the $\beta\beta 0\nu$ window | 248 |
| 3.4.2 | Radon purification facility for NEMO 3 | 250 |
| 3.4.2.1 | The airtight tent | 250 |
| 3.4.2.2 | Influence of helium in PMTs | 250 |
| 3.4.2.3 | The radon trapping facility [113] | 254 |
| 3.4.2.4 | Installation of the radon trapping facility in the LSM | 257 |
| 3.4.2.5 | Preliminary conclusions about the radon trapping facility | 261 |
| 3.5 | Conclusions and prospects | 266 |
| 3.5.1 | Status of the NEMO 3 performance and results | 266 |
| 3.5.2 | Advantages and limitations of the NEMO 3 detector | 267 |
| 3.6 | Introduction | 271 |
| 3.7 | Les expériences en cours : NEMO 3 et CUORICINO | 278 |
| 3.7.1 | L'expérience CUORICINO | 278 |
| 3.7.1.1 | Compréhension du fond pour améliorer la sensibilité du détecteur | 279 |
| 3.7.2 | L'expérience NEMO 3 | 285 |
| 3.7.2.1 | Le détecteur NEMO 3 | 285 |
| 3.7.2.2 | Compréhension des bruits de fond avec NEMO 3 | 286 |
| 3.7.2.3 | Enseignements de la prise de données et sensibilités attendues | 290 |
| 3.8 | Perspectives à 10 ans pour les expériences $\beta\beta$ | 292 |
| 3.8.1 | Le projet EXO | 292 |
| 3.8.2 | Le projet GERDA | 295 |
| 3.8.2.1 | Le détecteur | 295 |
| 3.8.2.2 | La sensibilité de GERDA | 297 |
| 3.8.2.3 | Etude du bruit de fond | 297 |
| 3.8.2.4 | Statut de l'expérience GERDA | 300 |
| 3.8.3 | Le projet CUORE | 301 |
| 3.8.3.1 | Présentation du détecteur et sensibilité attendue | 301 |
| 3.8.3.2 | Etude des bruits de fond et performances | 301 |
| 3.8.3.3 | Option CUORE avec enrichissement | 302 |
| 3.8.3.4 | Etude avec d'autres noyaux | 304 |
| 3.8.3.5 | Conclusions pour CUORE | 305 |
| 3.8.4 | Le projet SuperNEMO | 306 |
| 3.8.4.1 | La géométrie du détecteur SuperNEMO | 306 |
| 3.8.4.2 | Le choix de l'isotope | 307 |
| 3.8.4.3 | La radiopureté des sources et des matériaux | 308 |
| 3.8.4.4 | La résolution en énergie | 311 |
| 3.8.4.5 | La mise en forme des sources | 314 |
| 3.8.4.6 | Chambres à dérive | 315 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 3.8.4.7 | Efficacité du détecteur | 316 |
| 3.8.4.8 | Le laboratoire | 316 |
| 3.8.4.9 | Autres études à mener pour la réalisation du projet SuperNEMO | 317 |
| 3.8.4.10 | La sensibilité de SuperNEMO | 318 |
| 3.8.4.11 | Conclusions pour SuperNEMO | 318 |
| 3.8.5 | Les autres expériences | 319 |
| 3.8.5.1 | L'expérience CANDLES | 319 |
| 3.8.5.2 | L'expérience COBRA | 320 |
| 3.8.5.3 | Le projet DCBA | 322 |
| 3.8.5.4 | L'expérience EDELWEISS | 324 |
| 3.8.5.5 | Le projet MAJORANA | 325 |
| 3.8.5.6 | L'expérience MOON | 328 |
| 3.8.5.7 | Le projet XMASS | 330 |
| 3.8.6 | Sensibilité des différentes expériences en fonction du temps de mesure . . | 330 |
| 3.8.7 | L'effet des éléments de matrice nucléaires | 332 |
| 3.8.7.1 | Le choix des publications d'éléments de matrice nucléaires | 333 |
| 3.8.7.2 | Les valeurs de T^0 obtenues | 336 |
| 3.8.7.3 | Résultats des comparaisons | 338 |
| 3.8.7.4 | Résumé pour les principales expériences | 343 |
| 3.9 | Conclusion | 344 |
| 4 | Conclusion générale | 347 |

Chapitre 1

Introduction générale

1.1 Guide de lecture de ce mémoire d'habilitation

J'effectue mes activités de recherche au LAL dans le groupe NEMO depuis septembre 1993, d'abord en tant qu'Attachée Temporaire d'Enseignement et de Recherche (ATER) pendant un an, puis en tant que maître de conférences depuis septembre 1994.

Je suis donc arrivée au moment de la proposition d'expérience de NEMO 3, lorsque la collaboration prenait des données avec le détecteur NEMO 2.

J'ai travaillé sur NEMO 2, tout en prenant une part très active à la construction du détecteur NEMO 3. Je me suis principalement occupée au LAL de la construction du détecteur de traces et de son électronique, après avoir testé l'ensemble des performances sur différents prototypes. J'ai ensuite participé au LSM au montage des secteurs, et à l'ensemble des tests associés, non seulement pour le détecteur de traces mais aussi pour le calorimètre.

Compte tenu de mes connaissances sur le détecteur, j'ai été choisie par la collaboration NEMO pour décrire la construction de NEMO 3 et ses performances par une publication dans le journal Nuclear Instruments and Methods. L'écriture de cette publication a nécessité du temps et des efforts, pas seulement du fait de mon enseignement et de mes nombreuses tâches administratives et collectives, mais surtout parce qu'aucune publication intermédiaire n'avait été écrite durant les dix années consacrées à la R&D, puis à la construction et enfin à la période de commissioning du détecteur.

Le manuscrit a été accepté par le journal NIM en avril 2004, et finalement 44 pages ont été publiées dans ce journal début janvier 2005, sous la référence « Technical design and performance of the NEMO 3 detector, R. Arnold et al., NEMO collaboration, NIM A536 (2005) 79-122 ».

Au cours de l'écriture de cette publication, j'ai récolté beaucoup plus d'informations que ce qui a finalement été publié (afin de ne pas alourdir cette publication, dont la taille était déjà conséquente). J'ai donc proposé à mes collaborateurs d'écrire pour notre usage à tous un technical report, incluant non seulement tout ce que contenait le NIM, mais aussi toutes les informations manquantes qui pourraient être utiles aux personnes travaillant avec le détecteur et analysant les données. Dans le cadre d'une étude pour un futur détecteur « à la NEMO », ce technical report est aussi très important, puisqu'il fait le point sur les avantages et les limitations de ce détecteur de type « tracko-calorimètre », et notamment pour les nouveaux groupes (comme ceux des universités de Manchester et du Texas), qui ont décidé de se joindre à nous.

Pour soutenir mon habilitation à diriger des recherches, j'ai donc décidé que le coeur du mémoire serait ce technical report, écrit pour les membres de la collaboration (donc en anglais), qui

correspond au chapitre 3 et sera après la soutenance du 17 juin tiré à part pour les collaborateurs NEMO. Le chapitre 3 a donc été écrit en premier, il est complètement indépendant et peut se lire intégralement sans tenir compte des autres chapitres.

Pour donner au manuscrit une ouverture à la fois vers les autres domaines en physique du neutrino et vers le futur des expériences dans mon domaine de recherche, j'ai ajouté une première partie sur la physique du neutrino (correspondant au chapitre 2 de ce rapport) et une partie sur la prospective en physique $\beta\beta$ (le chapitre 4 du mémoire).

Les chapitres 2 et 4 ont donc été écrits spécifiquement pour le mémoire d'HDR, et reprennent de ce fait certaines informations écrites en anglais dans le chapitre 3, correspondant au technical report. Ceci est particulièrement vrai pour le chapitre 2, pour lequel certaines parties sont des traductions en français de l'introduction générale du chapitre 3.

Ceci est un choix délibéré, car je ne me voyais pas utiliser deux méthodes différentes pour décrire la matrice MN $\beta\beta$, ou encore le lien entre masse effective de neutrino et différences de masses carrées. Après avoir choisi une représentation théorique pour décrire les paramètres de la matrice de mélange, il n'y a plus qu'une seule manière d'écrire les choses. J'ai donc choisi de reprendre la formulation utilisée pour le technical report. On retrouve donc quelques figures et des références communes pour les chapitres 2 et 3.

Une autre solution aurait pu être de renvoyer le lecteur au chapitre 3 (et j'ai essayé de le faire le plus souvent possible lors de l'écriture du chapitre 4), mais il m'a semblé que ce chapitre 2, qui est une introduction à la physique du neutrino, se devait de ne pas omettre la partie la plus importante pour ce mémoire, correspondant à la physique de la double désintégration bêta.

Je suis consciente que pour les six membres de mon jury (et je les en remercie), cela rend la tâche plus difficile, mais il faut se souvenir que seul le chapitre 3 sera ensuite publié, et seulement pour les membres de la collaboration NEMO.

1.2 Résumé sur le contenu des différentes parties

Suite à ce chapitre 1 introductif, le chapitre 2, qui correspond aux pages 5 à 40 et aux références [1] à [47], et qui est intitulé « Etat des lieux de nos connaissances en physique du neutrino », est écrit comme une introduction générale sur la physique du neutrino. Les parties 2.1 et 2.2 commencent par résumer les connaissances théoriques et les motivations physiques pour mesurer une masse de neutrino. La partie 2.3 cherche ensuite à établir un état des lieux expérimental pour les expériences en physique du neutrino (oscillations, cosmologie, mesures directes).

Enfin, les parties 2.4 et 2.5 sont plus liées à la double désintégration bêta, la première décrivant les différents processus regroupés sous le terme générique $\beta\beta$, en insistant sur l'échange d'un neutrino de Majorana massif léger, la seconde montrant l'importance des éléments de matrice nucléaires pour la mesure de la masse effective du neutrino et servant d'introduction à la partie prospective du mémoire. Ces parties 2.4 et 2.5 renvoient évidemment aux chapitres 3 (technical report) et 4 (prospective).

Le chapitre 3, qui correspond aux pages 41 à 267 et aux références [48] à [115], est le technical report de NEMO 3, intitulé « Technical design and performances of the NEMO 3 detector. Advantages and limitations ». Ce chapitre comprend 5 parties.

La partie 3.1 est une introduction générale sur la physique du neutrino et la double désintégration bêta. Elle comprend aussi une description générale du détecteur NEMO 3 et de l'ensemble des bruits de fond associés à une expérience de ce type.

La partie 3.2 est la plus longue et correspond aux pages 61 à 187. Elle retrace la construction du détecteur NEMO 3, avec tous les choix techniques effectués, pour la purification et le montage des sources, le calorimètre et le détecteur de traces. Elle décrit aussi l'électronique, le système de déclenchement et le système d'acquisition, puis les procédures d'étalonnage, les blindages et l'installation au LSM. Enfin, elle résume l'ensemble des mesures de radiopureté effectuées pour la réalisation de NEMO 3, tant pour les sources que pour l'ensemble des matériaux constituant le détecteur. Cette partie reprend l'intégralité de ce qui a été publié dans le NIM, avec des explications et des informations supplémentaires.

La partie 3.3 présente quant à elle les performances du détecteur, en reprenant le canevas du NIM, mais en introduisant les nouveaux résultats obtenus après février 2003 pour la période de stabilité du détecteur (c'est-à-dire après la période de commissioning présentée dans le NIM). On y trouve les performances des différents blindages et leur accord avec la simulation (notamment la simulation neutrons), celles du système de déclenchement et de l'acquisition, du détecteur de traces et enfin du calorimètre. Il est à noter que toutes ces performances sont en accord avec les propositions initiales.

Enfin, la partie 3.4 est une partie entièrement nouvelle, qui concerne le problème du radon. En accord avec la collaboration, j'avais choisi de ne pas traiter ce problème dans le NIM, afin de ne pas retarder sa publication dans l'attente d'améliorations à présenter. J'explique dans cette partie les analyses effectuées et le système conçu par la collaboration pour réduire l'activité en radon dans le détecteur.

Finalement, la partie 3.5 est la conclusion de ce technical report, résumant les performances de NEMO 3 et rappelant les avantages et les limitations de ce type de détecteur, en vue d'un programme de R&D pour une future expérience.

Le chapitre 4, correspondant aux pages 269 à 343 et aux références [116] à [173], est intitulé « Prospective à dix ans en physique $\beta\beta$ ». En écrivant ce chapitre, j'ai choisi de rappeler au préalable les résultats très controversés présentés par quelques membres de la collaboration Heidelberg-Moscou, afin de montrer pourquoi il y a controverse, mais aussi d'indiquer les possibilités pour les autres expériences d'infirmer ou de confirmer ces résultats. J'ai ensuite décidé de présenter les expériences en cours en partie 4.2, ainsi que les futurs projets me paraissant les plus prometteurs à dix ans en partie 4.3. Le choix des expériences présentées est basé sur mes connaissances de la physique $\beta\beta$ bien sûr, mais aussi sur les informations disponibles, plus ou moins importantes suivant les projets d'expérience. J'ai délibérément choisi de comparer les expériences sur l'unique observable physique qu'elles sont toutes capables de mesurer, c'est-à-dire la période (ou la limite sur la période) du processus $\beta\beta 0\nu$ correspondant à la mesure de la masse effective du neutrino, dans le cadre de l'échange d'un neutrino de Majorana massif léger.

Après cette présentation plus ou moins exhaustive des différents projets, correspondant aux parties 4.3.1 à 4.3.5, j'ai choisi ensuite de comparer trois expériences différentes, l'une avec diodes germanium, l'autre de type bolométrique, et la troisième de type « tracko-calorimètre ». Ce choix est aussi basé sur le fait que ces trois projets sont européens, et que dans le cadre de ma participation à ILIAS (Integrated Large Infrastructure for Astroparticle Science), je dispose de nombreuses informations sur leur état d'avancement. Les parties 4.3.6 et 4.3.7 sont ainsi dédiées à cette comparaison, la première portant sur la sensibilité en fonction du temps de mesure, et la seconde sur l'effet des éléments de matrice nucléaires (NME) pour la mesure de la masse effective du neutrino à partir de la période du processus $\beta\beta 0\nu$ mesurée.

Pour finir, on trouvera au chapitre 5, page 343, la conclusion générale de mon mémoire d'HDR.

Chapitre 2

Etat des lieux de nos connaissances en physique du neutrino

2.1 Les neutrinos dans le cadre du Modèle Standard

La physique des particules élémentaires est maintenant relativement bien décrite par le Modèle Standard (SM) [1], mis en place depuis les années soixante. Le SM a d'abord été vérifié par des découvertes expérimentales (citons la découverte des courants neutres et celles des bosons W et Z), avant d'être conforté par les expériences du LEP. Néanmoins, le Modèle Standard Minimal (SMM) est intrinsèquement insuffisant. De plus, il suppose une masse nulle aux neutrinos, alors que les derniers résultats expérimentaux [2] indiquent que ce n'est pas le cas. Il va donc falloir étendre ce modèle pour que les neutrinos puissent acquérir leurs masses, ou s'intéresser à de nouveaux modèles, pour une physique dite "au-delà du Modèle Standard".

2.1.1 Les neutrinos

La physique subatomique des hautes énergies est décrite à l'aide du formalisme lagrangien en théorie quantique des champs. La matière est composée de 12 fermions, classés en trois paires de quarks et trois paires de leptons. Les interactions sont véhiculées par des bosons de jauge.

On connaît trois types de neutrinos, ν_e , ν_μ et ν_τ , correspondant respectivement aux nombres leptoniques de saveur de l'électron, du muon et du tau. Ces états de saveur des neutrinos sont classés comme appartenant respectivement à la 1ère, la 2ème et la 3ème famille. Les neutrinos massifs ont la propriété unique de changer leur saveur - et donc de famille - au cours du temps, sans production d'autres particules contrairement aux autres membres de ces familles.

Les neutrinos diffèrent des autres constituants élémentaires de la matière d'un autre point de vue : les antiparticules de chaque quark et lepton chargé se distinguent des particules associées car toutes leurs charges (et notamment la charge électrique) ont des valeurs opposées. En revanche, les neutrinos sont électriquement neutres et, de ce fait, le nombre leptonique global pourrait donc ne pas être conservé de façon absolue, impliquant que neutrino et antineutrino pourraient représenter les deux états (d'hélicité opposée) d'une même particule (neutrinos de Majorana).

Ni la première, ni la seconde de ces propriétés ici évoquées ne sont compatibles avec le SMM. La première propriété a déjà été observée expérimentalement, comme nous allons le voir juste après ; la seconde pas encore, mais le processus de double désintégration bêta sans neutrinos

($\beta\beta 0\nu$), thème principal de ce rapport, implique une violation du nombre leptonique, comme discuté en Section 2.4.

On peut rappeler ici quelques-unes des propriétés du neutrino : c'est une particule de spin demi-entier, qui n'a pas de charge électrique. Que le neutrino ait ou non une masse est l'une des questions clés actuelles en physique des particules [3]. Cependant, les observations expérimentales ont montré que si le neutrino a une masse, celle-ci est beaucoup plus faible que les masses des autres particules connues, comme les quarks et les leptons chargés de la même famille.

Les résultats du LEP ont prouvé l'existence de 3 familles de neutrinos légers se couplant par des courants gauches, l'existence du ν_μ ayant été suspectée au préalable à partir de l'absence de certains états finals dans les désintégrations du muon. En effet, le moyen le plus simple possible a priori pour expliquer que des désintégrations du type $\mu^- \rightarrow e^- \gamma$ ou $\mu^- \rightarrow e^+ e^- e^-$ n'aient jamais été observées, était de postuler l'existence d'un neutrino associé au muon.

Le neutrino électronique ν_e a été découvert en 1956 par Cowan et Reines, et la limite actuelle est $m_{\nu_e} < 2.1 \text{ eV}/c^2$ [2].

Le neutrino muonique ν_μ a été découvert en 1962 par le groupe de Lederman, Schwarz et Steinberger, et la limite actuelle est $m_{\nu_\mu} < 0.19 \text{ MeV}/c^2$ [2].

Le neutrino tauïque ν_τ a été découvert en 2000 par l'expérience DONUT, et la limite actuelle est $m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV}/c^2$ [2].

Les familles de fermions élémentaires sont donc

$$\begin{aligned} & (u, d, e, \nu_e) \\ & (c, s, \mu, \nu_\mu) \\ & (t, b, \tau, \nu_\tau) \end{aligned}$$

On ne tiendra pas compte ici de l'existence possible d'un neutrino stérile, introduit initialement pour expliquer les résultats de l'expérience LSND, et dont la nécessité est à présent moins évidente.

2.1.2 Neutrino et interaction faible

Le hamiltonien d'interaction faible, H_{weak} , contient les champs décrivant les quarks, l'interaction de type $V - A$, et il prend en compte le fait que les interactions faibles ne consistent pas seulement en processus à courants chargés (comme la désintégration β , pour laquelle la charge électrique des leptons et des quarks change), mais aussi en processus à courants neutres, pour lesquels la charge électrique des leptons et des hadrons demeure inchangée. A partir de ces considérations, le hamiltonien d'interaction faible peut être décrit sous une forme compacte par :

$$H_{weak} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} [J^\mu(x) J_\mu^\dagger(x) + \rho K^\mu(x) K_\mu(x)] \quad (2.1)$$

où ρ mesure l'intensité relative entre les interactions à courant neutre et à courant chargé, avec $\rho = M_W^2/M_Z^2 \cos^2 \theta_W$, et J_μ est un courant chargé, qui peut être réécrit en termes de champs de quarks et de leptons comme :

$$J_\mu(x) = \bar{u} \gamma_\mu L V d + \bar{\nu} \gamma_\mu L \ell$$

où V est la matrice de mélange entre les générations de quarks, unitaire dans le cadre de la théorie électrofaible standard (Glashow, Weinberg et Salam), qui contient une phase responsable de la violation de CP.

Les opérateurs de projection chirale L et R sont définis par :

$$L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \quad , \quad R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$$

Les champs de fermions apparaissant dans l'expression de $J_\mu(x)$ sont :

$$u = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}, d = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \nu = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}, \ell = \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix}$$

Dans l'équation 2.1, K_μ est le courant neutre, dont la forme est la suivante :

$$\begin{aligned} K_\mu(x) &= \sum_q [\epsilon_L(q) \bar{q} \gamma_\mu L q + \epsilon_R(q) \bar{q} \gamma_\mu R q] \\ &+ \frac{1}{2} \sum_\nu \bar{\nu} \gamma_\mu L \nu + \frac{1}{2} \sum_\ell \bar{\ell} \gamma_\mu [g_V(\ell) - \gamma_5 g_A(\ell)] \ell \end{aligned}$$

Notons qu'aucun des termes de $K_\mu(x)$ ne connecte deux espèces différentes de quarks ou de leptons. Les courants qui peuvent connecter deux saveurs différentes de quarks ou de leptons sont appelés courants neutres à changement de saveur (FCNC = flavor changing neutral currents).

Les expériences recherchant des processus impliquant ces FCNC imposent des limites supérieures sur l'intensité des couplages exprimée comme dans l'équation 2.1, qui vont de $10^{-4} G_F$ pour les désintégration des kaons, à $10^{-6} G_F$ pour la désintégration des muons, et imposent de définir dans le secteur leptonique des nombres quantiques appelés nombre leptonique de génération, L_e , L_μ et L_τ , qui ne sont pas conservés par interaction faible, comme l'ont montré les résultats des expériences d'oscillation.

2.1.3 La brisure spontanée de symétrie

L'évolution dans le temps d'un système physique dépend de son hamiltonien (ou de son lagrangien) et des conditions initiales.

En théorie quantique des champs avec symétries, deux conditions analogues déterminent la manière dont la symétrie se manifeste : le lagrangien doit être invariant sous les transformations de symétrie, et l'état du vide doit être invariant sous les mêmes transformations. Dans ce cas, la symétrie est réalisée dans le mode Wigner-Weyl.

Expérimentalement, des masses non nulles ont été mesurées pour les bosons W et Z . Or, si les bosons de jauge sont massifs, la théorie n'est plus invariante de jauge, ce qui n'est pas satisfaisant. Il faut donc modifier la théorie en décalant l'état fondamental. C'est le principe du mécanisme de Higgs [4], à la base de la construction du SM et de ses extensions, qui a pour conséquence de briser la symétrie de jauge, et c'est le boson de jauge associé au générateur de brisure qui récupère la masse.

On peut aussi noter que dans le cas d'une symétrie continue brisée spontanément (en fait quand elle n'est plus visible dans l'état fondamental), il y a apparition de une ou plusieurs particules sans masse appelées bosons de Nambu-Goldstone.

2.1.4 Modèle standard et neutrino

En 1961, Glashow a proposé $SU(2) \otimes U(1)$ comme symétrie de jauge locale possible pour les interactions faibles. En 1964, A. Salam et J. Ward ont utilisé ce groupe de symétrie pour

construire la théorie pour les électrons et les muons. Ensuite, Weinberg en 1967, puis Salam en 1968, a proposé la théorie électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ avec brisure spontanée de symétrie dans sa version moderne. L'indice Y indique l'hypercharge et L est l'indice de chiralité, qui signifie *Left*, et provient de la violation maximale de la parité par l'interaction faible.

L'extension de ce modèle pour inclure les quarks a été réalisée dans les années 70 à partir d'une suggestion de Glashow, Iliopoulos et Maiani. Cette théorie est renormalisable, comme démontré par 't Hooft en 1971, qui a prouvé que toutes les théories de jauge spontanément brisées incluant seulement des interactions ayant une dimension de masse inférieure ou égale à quatre étaient renormalisables. En 1973, Gross, Wilczek et Politzer ont montré que le groupe $SU(3)_C$ (où l'indice C indique la couleur) des interactions fortes était asymptotiquement libre, c'est à dire que les interactions fortes deviennent plus faibles à haute énergie.

Ainsi était né le modèle standard des interactions électro-faible et forte, basé sur le groupe de jauge $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. On ne discutera ici que de la partie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ de la théorie électrofaible, puisque les neutrinos sont insensibles à l'interaction forte [3].

On s'intéresse à présent à la brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Dans le SM, les fermions sont décrits par des bi-spineurs de Dirac ψ , qui obéissent à l'équation de Dirac [5] :

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\psi = 0$$

Imposer la symétrie locale $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ au terme cinétique du lagrangien $(\bar{\psi}\gamma_\mu \partial^\mu \psi)$ a pour conséquence de faire apparaître naturellement les bosons de Goldstone, de masse nulle, ainsi que les termes d'interaction entre les fermions. A ce stade, la théorie n'est pas satisfaisante, car ces bosons sont de masse nulle. Pour pallier ce problème, il faut briser spontanément l'invariance de jauge, ce qui engendre dans le lagrangien le terme cinétique, le terme de masse du boson de Higgs ($m_H = \sqrt{2}\mu = \sqrt{2}\lambda v$), ainsi que les termes de masse des bosons de jauge.

En fait, les trois bosons de jauge de $SU(2)_L$ sont W_μ^\pm, W_μ^0 et le boson de jauge de $U(1)_Y$ est B_μ . En utilisant le mécanisme de Higgs pour briser ce groupe jusqu'à $U(1)_Q$, on utilise une représentation à un doublet de Higgs, et sont alors créés :

- deux bosons de jauge chargés W^\pm avec $M_W = \frac{1}{2}g \times v$, où v est le minimum du potentiel de Higgs $V(\phi)$
- dans le secteur des bosons de jauge neutres, seule une combinaison particulière Z de W^0 et de B va acquérir de la masse :

$$M_z = \frac{M_W}{\cos \theta_W} \quad Z = \cos \theta_W W^0 - \sin \theta_W B$$

avec $\tan \theta_W = g'/g$, θ_W étant l'angle de mélange électrofaible (angle de Weinberg), et g et g' étant les constantes de couplage du lagrangien.

- un autre boson de jauge apparaît, la combinaison orthogonale à Z , qui reste sans masse, et correspond à la symétrie $U(1)$ non brisée. C'est le potentiel électromagnétique du photon. Le générateur de jauge associé, qui est la charge électrique, est donné par :

$$Q = I_{3L} + \frac{Y}{2}$$

En termes de constantes de couplage de jauge, la charge électrique du positron est alors donnée par

$$e = g \times \sin \theta_W$$

La symétrie chirale intervient lors du calcul de la masse des fermions dans le SM. Pour la faire apparaître, on écrit les bi-spineurs de fermions comme la somme de deux termes de chiralité opposée :

$$\psi = \psi_L + \psi_R$$

avec

$$\psi_L = L\psi \text{ et } \psi_R = R\psi$$

où L et R sont les opérateurs de projection chirale respectivement gauche et droit définis précédemment. Les indices L et R font toujours référence à *Left* et *Right*, c'est-à-dire qu'ils représentent respectivement les composantes gauche et droite du spineur ψ .

La violation de la parité par interaction faible va se traduire par le fait que les bosons de jauge de $SU(2)_L$ n'interagissent qu'avec les parties gauches des spineurs du modèle. C'est la raison de la présence de l'indice L .

La représentation des champs de quarks et de leptons de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est la suivante :

$$\begin{aligned} \psi_{uL} &= \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} & : & \begin{pmatrix} 2, \frac{1}{3} \end{pmatrix} \\ & u_R & : & \begin{pmatrix} 1, \frac{4}{3} \end{pmatrix} \\ & d_R & : & \begin{pmatrix} 1, -\frac{2}{3} \end{pmatrix} \\ \psi_{eL} &= \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} & : & (2, -1) \\ & e_R & : & (1, -2) \end{aligned}$$

On assigne les mêmes caractéristiques aux trois familles, en remplaçant (u, d, e, ν_e) par (c, s, μ, ν_μ) et (t, b, τ, ν_τ) respectivement. Les parties gauches ψ_{uL} et ψ_{eL} sont des doublets tandis que les parties droites des champs de fermions u_R, d_R et e_R sont des singulets. Il n'a jamais été observé de neutrino droit, c'est la raison de leur absence ici.

L'échange de W^\pm conduit à des processus d'interaction faible à courants chargés tandis que l'échange du Z^0 conduit à des interactions faibles à courants neutres.

2.1.5 La masse du neutrino dans le cadre du Modèle Standard

Les leptons, qui s'écrivent de façon plus générale $\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_{lL} \\ l_L \end{pmatrix}$ et $\psi_R = l_R$, ont un terme de masse de la forme :

$$-\frac{g_l v}{\sqrt{2}} (\bar{l}_L l_R + \bar{l}_R l_L)$$

où l'on identifie $m_l = g_l v / \sqrt{2}$.

Une transformation de type $\psi \rightarrow \psi' = e^{-i\alpha\gamma_5} \psi \simeq (1 - i\alpha\gamma_5)\psi$ est dite transformation chirale. Elle transforme le spineur droit et le spineur gauche avec un signe différent :

$$\psi'_R = (1 - i\alpha)\psi_R, \text{ et } \psi'_L = (1 + i\alpha)\psi_L$$

De ce fait, le terme de masse leptonique brise cette symétrie. Il y a néanmoins plusieurs façons d'introduire un terme de masse pour le neutrino dans le lagrangien du SM, suivant les symétries

que l'on veut respecter, et ceci amène à la question fondamentale de la nature du neutrino : particule de Dirac ou particule de Majorana (voir Section 2.2.1).

Dans le SM, seul un état d'hélicité du neutrino est présent par famille. Un neutrino ne peut donc avoir une masse de Dirac, qui requiert les deux états d'hélicité. Une alternative possible est d'utiliser des termes de masse de Majorana qui nécessitent seulement un état d'hélicité pour la particule et l'état opposé d'hélicité pour l'antiparticule. Mais ce type de masse viole le nombre leptonique de deux unités. Or le SM conserve le nombre leptonique séparément pour chaque famille, et plus précisément le nombre quantique $B - L$, qui est le nombre quantique relevant pour la discussion. La masse du neutrino est donc nulle dans le cadre du SM, tout comme la possibilité de mélange, son moment magnétique, etc...

Néanmoins, dans le cadre du Modèle Standard, la masse nulle du neutrino est imposée : en effet, il suffirait d'introduire un champ de neutrino droit (ν_R), comme il en existe pour les autres fermions, afin que ce champ droit, une fois couplé au ν_L à travers le mécanisme de Higgs, produise un terme de masse pour les neutrinos. Et aucune raison fondamentale n'impose de ne pas introduire ce champ ν_R . On peut remarquer que ce n'est pas le cas pour le photon, qui est de masse nulle à cause de la conservation de la symétrie de jauge qui gouverne la dynamique de l'interaction électromagnétique.

Il faut noter qu'en incluant des ν_R et en supposant que les neutrinos sont des particules de Majorana, l'absence d'anomalies implique la quantification de la charge quel que soit le nombre de familles (ce qui n'est pas le cas si les neutrinos sont des particules de Dirac). Ceci est un argument pour que les neutrinos soient à la fois massifs et de Majorana.

Le second point est l'unification des interactions fondamentales en physique des particules, qui produit une motivation supplémentaire pour des neutrino massifs, puisque dans la plupart des modèles de GUT on prédit une masse de neutrino non nulle à un niveau ou un autre.

La question théorique n'est pas seulement, comment étendre le Modèle Standard ou trouver des modèles au-delà du SM avec neutrinos massifs, mais aussi de comprendre la petitesse de la masse des neutrinos comparée à la masse des fermions chargés (problème de la hiérarchie des masses) : quelle raison donner pour justifier que le ν_e ait une masse au moins cinq ordres de grandeur plus petite que celle de l'électron (même si la masse du quark top est elle aussi cinq ordres de grandeur au-dessus de celle de l'électron) ? En effet, le rapport m_t/m_e peut être expliqué par la différence de famille, alors que le rapport m_e/m_{ν_e} , qui est du même ordre de grandeur, correspond à deux particules d'une même famille.

2.2 Motivations pour une masse de neutrinos

Expérimentalement, on ne connaît que des limites supérieures sur la masse des neutrinos [2] :

$$\begin{aligned} m_{\nu_e} &< 2.1 \text{ eV}/c^2 \\ m_{\nu_\mu} &< 0.19 \text{ eV}/c^2 \\ m_{\nu_\tau} &< 18.2 \text{ eV}/c^2 \end{aligned}$$

Chercher une masse de neutrino non nulle a des motivations tant théoriques qu'expérimentales. L'une d'entre elles est la possibilité d'explorer une physique au-delà du Modèle Standard, comme il a été montré en Section 2.1.5. Mais il existe aussi des motivations en cosmologie, comme nous allons le voir en Section 2.2.2.

2.2.1 Motivations théoriques : masse de Dirac ou de Majorana

2.2.1.1 Terme de masse de Dirac

Un neutrino de Dirac implique que neutrino et antineutrino sont des particules différentes. Il existe un neutrino gauche et un antineutrino droit qui interagissent par interaction faible, et un neutrino droit et un antineutrino gauche qui sont stériles, et donc ne se couplent pas aux bosons d'interaction faible.

Il suffit donc de rajouter trois singulets N_{eR} , $N_{\mu R}$ et $N_{\tau R}$ aux singulets du Modèle Standard et il devient alors possible d'introduire un terme de masse de type :

$$\mathcal{L}_D = -g_\nu \left(\left(\begin{array}{c} \overline{\nu}_L \\ e_L \end{array} \right) \Phi N_R + \overline{N}_R \Phi^\dagger \left(\begin{array}{c} \nu_L \\ e_L \end{array} \right) \right)$$

La masse du neutrino s'obtient alors en posant $m_\nu = g_\nu v / \sqrt{2}$.

La Fig. 2.1.a résume la composition en champs de neutrinos dans un modèle utilisant des neutrinos de Dirac. Le principal avantage d'introduire ainsi la masse du neutrino est de modifier au minimum le Modèle Standard. Cependant, la masse des neutrinos étant très faible, la constante de Yukawa g_ν doit être très faible aussi. Ce problème de la hiérarchie de masse est bien connu, et il existe aussi entre l'électron et le quark top.

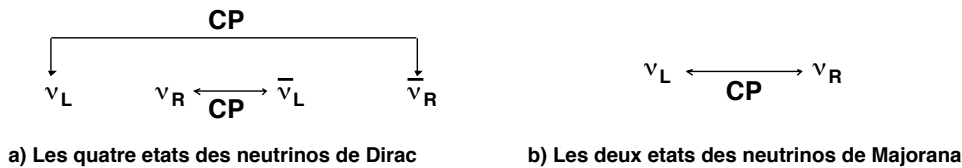


FIG. 2.1 – Les concepts de neutrino selon Dirac et Majorana.

2.2.1.2 Terme de masse de Majorana

Une autre possibilité est de considérer que les neutrinos sont des particules de Majorana, c'est-à-dire que le neutrino est sa propre anti-particule [6]. Il ne reste alors que les deux états de chiralité gauche et droite comme on peut le voir sur la Fig. 2.1.b).

Le terme de masse s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_M = -m_M \overline{\psi^C} \psi = -m_M \left(\overline{\psi_L} (\psi_L)^C + \overline{(\psi_R)^C} \psi_R \right)$$

où $\psi^C = \mathcal{C} \overline{\psi}^T$ est le conjugué de charge de ψ , avec $(\psi_L)^C = (\psi^C)_R$.

Si ce terme est invariant sous $SU(2)$, il brise la symétrie $U(1)$. En effet, si on applique une transformation de $U(1)$ à ψ , il vient :

$$\psi \rightarrow e^{i\theta} \psi$$

alors que si nous appliquons la même transformation à ψ^C , on trouve

$$\psi^C \rightarrow e^{-i\theta} \psi^C$$

De ce fait, le terme $\overline{\psi} \psi^C$ n'est pas invariant sous $U(1)$ et donc ne conserve pas le nombre leptonique (en fait, $\Delta(B - L) = \pm 2$ [7]). Le boson de Goldstone appelé Majoron, issu de la brisure de la symétrie $B - L$, devrait donc apparaître [8]. Il n'a cependant jamais été détecté.

Les neutrinos sont les seules particules du Modèle Standard qui puissent être des particules de Majorana de par leur neutralité électrique. Cependant, il existe d'autres particules de Majorana dans les théories, et notamment les *gauginos*, partenaires supersymétriques des bosons de jauge. Il faut aussi noter qu'on ne peut différencier entre particule de Dirac et de Majorana pour une particule de masse nulle.

Des études approfondies du processus de double désintégration bêta sans émission de neutrinos sont menées afin d'identifier la nature Majorana du neutrino (voir Section 2.4).

2.2.1.3 Le mécanisme de la balançoire ou "see-saw"

On peut finalement regrouper les deux concepts précédents dans une même formulation, qui s'écrit sous forme générale :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \left(\overline{\nu_L} \ N_L^C \right) \begin{pmatrix} M_L & m_D \\ m_D & M_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_R^C \\ N_R \end{pmatrix} + h.c \quad (2.2)$$

Ce lagrangien contient des termes de Dirac, $\overline{\nu_L} m_D N_R + \overline{\nu_L^C} m_D N_R^C$, ainsi que des termes de Majorana $\overline{\nu_L} M_L N_R^C$ et $\overline{\nu_L^C} M_R N_R$.

Dans certains modèles de GUT, M_R est pris de l'ordre de 10^{16} GeV, échelle dite d'une "nouvelle physique", tandis que m_D se situe dans la gamme de l'échelle électrofaible, de l'ordre de 100 GeV. Deux valeurs propres de masse résultent de la diagonalisation de la matrice :

$$m_{\pm} = \frac{1}{2} \left(M_R \pm \sqrt{M_R^2 + 4m_D^2} \right)$$

ce qui donne, puisque $M_R \gg m_D$, des neutrinos droits de masses très grandes, $m_+ \simeq M_R$, et des neutrinos gauches de masses très petites, $m_- \simeq \frac{m_D^2}{M_R}$. Ce phénomène est appelé le mécanisme de la balançoire [9], [10] du fait que, si M_R augmente, un des deux neutrinos devient plus lourd tandis que la masse du second diminue.

Ce mécanisme permet d'expliquer la petitesse de la masse des neutrinos, tout en faisant apparaître de nouveaux fermions de très grandes masses. De ce fait, le see-saw a la faveur des

théoriciens, ce modèle permettant de plus de relier la faible masse des neutrinos à la violation de la symétrie $B - L$ et à leur charge neutre.

Les neutrinos lourds de masse M_R sont utilisés dans d'autres théories plus fondamentales qui englobent le SM. Dans le modèle symétrique par exemple, qui se propose de restaurer la symétrie gauche-droite au-delà d'une certaine énergie en étendant le groupe de jauge du SM à $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ et en supposant l'existence de courants droits, la violation maximale de la parité ne serait ainsi plus un postulat mais elle serait la conséquence d'une suppression "naturelle" de ces courants droits [11]. Dans ce modèle, les quarks et les leptons interagissent comme des doublets d'isospins gauche et droit. Il y a donc naturellement des neutrinos droits, et toujours en supposant que le neutrino est une particule de Majorana, le see-saw expliquerait la différence de masse entre ces neutrinos droits et les neutrinos que nous connaissons.

Un autre intérêt de l'existence de ces neutrinos lourds est qu'ils pourraient avoir joué un rôle important dans l'apparition de la matière. Certains modèles de leptogénèse [12] font naître les leptons que nous connaissons de la désintégration de ces neutrinos, accompagnés de bosons de Higgs. La baryogénèse se produit ensuite par l'introduction d'un potentiel qui brise la symétrie lepton-baryon et donne naissance aux quarks [13].

2.2.2 Motivations en cosmologie

On peut à présent donner une solution au "problème des neutrinos solaires", correspondant au fait que le flux mesuré de ν_e en provenance du Soleil est environ un tiers du flux prédit pour ces neutrinos, en supposant que le ν_e produit dans les processus faibles n'est pas un état propre de masse mais une superposition de plusieurs états propres de masse. Entre le Soleil et la Terre, les ν_e peuvent osciller partiellement vers une autre saveur de neutrino. Ce phénomène, appelé oscillation de neutrino, a été suggéré par Pontecorvo dans les années 60, par analogie avec les oscillations de kaons neutres. Une superposition d'états propres de masse ne peut avoir des propriétés différentes de celles des états propres eux-mêmes, que si les valeurs propres ne sont pas toutes dégénérées. Il en résulte que les neutrinos ne peuvent tous être de masse nulle, ce qui induit des théories avec neutrinos massifs (on observe le même effet avec les neutrinos atmosphériques).

Une autre solution au "problème des neutrino solaires" avait été envisagée en supposant un moment magnétique non nul aux neutrinos. Avec un moment magnétique suffisamment grand, les neutrinos gauches produits dans les réactions nucléaires peuvent changer d'hélicité dans le champ magnétique solaire. Puisque les ν_R ont des sections efficaces d'interaction avec la matière plus faible, ils devraient être plus difficiles à détecter, ce qui pourrait expliquer la perte de flux. Mais puisqu'un neutrino de masse nulle ne peut avoir de moment magnétique, il en résulte une fois de plus que les neutrinos devraient être ici aussi massifs.

Si les neutrinos ont une masse, ils sont aussi importants en cosmologie, puisque la cosmologie standard du Big-Bang prédit l'existence d'un fond de neutrinos reliques dans tout l'univers, avec une densité environ huit ordres de grandeur plus importante que la densité baryonique moyenne de l'univers. Une fois de plus, avec une masse des neutrinos de l'ordre de 10 eV, ces derniers pourraient contribuer très fortement à la densité d'énergie de l'univers et ainsi affecter son évolution.

Ces considérations astrophysiques et cosmologiques imposent donc de prendre en compte sérieusement la possibilité d'avoir des neutrinos massifs.

2.2.3 Conséquences liées à des neutrinos massifs

La conséquence expérimentale immédiate des oscillations est le mélange des neutrinos : (ν_e, e) , (ν_μ, μ) et (ν_τ, τ) sont respectivement couplés deux à deux via les courants faibles chargés. Si les neutrinos sont massifs, aucune raison fondamentale n'existe pour que ces objets décrivent des particules physiques avec une valeur propre spécifique. Au contraire, ces états propres de jauge ν_e, ν_μ et ν_τ devraient être une superposition des états propres de masse.

En d'autres termes, les états propres de masse sont un mélange des états propres de jauge, de sorte qu'un neutrino physique donné peut se coupler à plus d'un lepton chargé via les courants faibles chargés. Ceci est analogue au mélange des quarks et s'appelle le mélange des neutrinos, ou neutrino mixing.

Dans le cas où le mélange se produit, les nombres leptoniques associés à chacune des familles, $(L_e, L_\mu$ et $L_\tau)$, ne peuvent ainsi rester des symétries globales valides.

En dépit des prédictions du SM, on devrait donc observer des processus qui violent le nombre leptonique, mêmes si les neutrinos n'apparaissent ni dans l'état initial, ni dans l'état final de ces processus. Une autre conséquence possible du mélange des neutrinos, est que la matrice de mélange contient au moins une phase CP, qui peut conduire à une violation de CP dans le secteur leptonique.

Si les neutrinos sont massifs, une des grandes questions concerne leur nature : sont-ils des particules de Dirac ou de Majorana ? Ils peuvent évidemment être des particules de Dirac, comme les autres fermions chargés. Mais ils peuvent aussi être leur propre antiparticule puisqu'ils n'ont pas de charge électrique, et donc être des particules de Majorana.

Si les neutrinos sont des particules de Majorana, alors ils ne doivent avoir aucun nombre quantique additif, local ou global. De ce fait, la symétrie associée au nombre leptonique total doit être brisée. Plus précisément, la symétrie qui doit être brisée est $B - L$, qui est la seule vraie symétrie globale du Modèle Standard en présence de mélange des neutrinos. Un exemple de processus violent $B - L$ est la double désintégration bêta sans émission de neutrinos, $\beta\beta 0\nu$, décrite en Section 2.4. On peut ensuite se demander si la symétrie $B - L$ est spontanément violée. Si c'est le cas, le théorème de Goldstone prédit l'apparition d'une particule pseudo-scalaire sans masse. Puisque la brisure de symétrie $B - L$ est liée aux masses de Majorana pour les neutrinos, le boson de Goldstone associé est appelé Majoron. La possibilité de mettre en évidence ce Majoron dans les processus $\beta\beta 0\nu$ est aussi évoquée en Section 2.4.

En résumé, on peut dire que les différents domaines de recherche regroupés sous le terme générique "physique du neutrino", tentent de répondre aux questions suivantes :

- Le neutrino est-il sa propre antiparticule ?
- Quelle est la masse des neutrinos ?
- A-t-on violation de CP dans le secteur des neutrinos ?
- Les neutrinos sont-ils la clé de la compréhension de l'asymétrie matière-antimatière dans l'Univers ?
- Comment s'insèrent les propriétés des neutrinos massifs dans les nouveaux modèles au-delà du modèle standard ?

Nous verrons en Section 2.4 comment la recherche des processus $\beta\beta$ pourrait répondre aux deux premières questions, voire même à la troisième.

2.3 Statut et perspectives en physique du neutrino

Je vais essayer de présenter ici une revue de l'état de nos connaissances en physique du neutrino, basée sur les résultats présentés en 2004 [14].

2.3.1 Spectre de masse et mélange de neutrinos

Le changement de saveur des neutrinos a été observé de deux manières différentes.

Le premier phénomène, appelé "oscillations de neutrinos", a lieu dans le vide sous sa forme la plus pure. C'est alors un phénomène purement cinématique, décrit formellement par la partie cinétique de l'hamiltonien associé, et découvert par la disparition de neutrinos muoniques produits de façon indirecte par les rayons cosmiques dans l'atmosphère. Les énergies typiques des neutrinos (E) varient de quelques centaines de MeV à plusieurs GeV, tandis que les longueurs de vol (L) peuvent atteindre quelques milliers de kilomètres. Ce phénomène a été confirmé par l'expérience K2K, avec une source de ν_μ provenant d'un accélérateur ($E \sim 10$ GeV) sur une longueur de vol L d'environ 200 km.

La probabilité d'observer un état de saveur ν_β dans un faisceau initialement pur en saveur ν_α (monoénergétique, d'énergie E) contient des termes d'oscillation du type :

$$P_{\alpha\beta} = A(\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}) \sin^2(1.27(m_i^2 - m_j^2)L/E)$$

où m est en eV, L en km et E en GeV. L'amplitude des oscillations A est une fonction des trois angles de mélange, $\theta_{ij} \in [0; \pi/2]$. Les fréquences d'oscillation sont proportionnelles aux différences des carrés des masses des états propres.

On voit que le phénomène est indépendant du signe de $\Delta m^2 = m_i^2 - m_j^2$. De plus, les expressions des amplitudes, qui ne sont pas présentées ici, sont symétriques par une réflexion de 45° , et donc indépendantes du signe de $\pi/2 - \theta_{ij}$.

On peut aussi avoir conversion de saveur dans la matière, avec l'effet Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein ou MSW [15]. C'est un phénomène dynamique, dû au potentiel d'interaction $\nu_e e$ dans la matière. L'interaction de type courant neutre (CN) est identique pour toutes les saveurs de neutrinos et rien ne distingue les unes des autres. Les neutrinos électroniques peuvent quant à eux interagir par courant chargé (CC), à la fois avec les nucléons et les électrons. Mais on peut montrer que les potentiels d'interaction faible dus aux protons et aux neutrons s'annulent, et que seule l'interaction avec les électrons va donner un résultat non nul.

Le potentiel dépend de l'énergie du neutrino et de la densité de matière traversée, et il y a un signe opposé pour neutrinos et antineutrinos. Lorsqu'ils rencontrent un milieu de densité variable, les ν_e peuvent atteindre une couche de densité critique (croisement des niveaux), où une transition résonante vers une superposition cohérente des autres saveurs peut se produire. Ce phénomène est le processus dominant dans le Soleil, pour des énergies de neutrinos supérieures à 1 MeV (et ce processus est possible aussi dans la Terre et dans les Supernovae). Il correspond à une différence des masses au carré δm^2 plus petite que celle correspondant aux neutrinos atmosphériques. Les effets de matière dépendent à la fois du signe de δm^2 et du signe de $[\pi/2 - \theta_{12}]$. La conversion de saveur à l'échelle de δm^2 a aussi été observée comme une oscillation (dans le vide) dans l'expérience KamLAND sur les ν_e des réacteurs (voir plus loin).

Avec trois familles de neutrinos actifs, et si on appelle $\nu_{\ell L}$ ($\ell = e, \mu, \tau$) les états propres de saveur et ν_{iL} ($i = 1, 2, 3$) les états propres de masse de la matrice de mélange, alors ces deux

bases sont reliées par une matrice unitaire (3×3), U , appelée la matrice MNSP (Maki-Nakagawa-Sakata-Pontecorvo) [16] :

$$\nu_{\ell L} = \sum_{i=1}^3 U_{li} \nu_{iL} \quad (2.3)$$

Dans la base des interactions faibles, où la matrice de masse des leptons chargés et la matrice de couplage des courants chargés sont diagonales, la matrice de masse des neutrinos $m_{\nu}^{\alpha\beta}$, avec m_{ν} symétrique, peut s'écrire :

$$m_{\nu}^{\alpha\beta} = \sum_{i=1}^3 (U^*)_{\alpha i} m_i (U^{\dagger})_{i\beta} \quad (2.4)$$

où les m_i représentent les valeurs propres de masse des neutrinos, qui peuvent être réelles et positives.

La paramétrisation générale de m_{ν} est donnée par la matrice en Eq. 2.5 :

$$m_{\nu} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{12} & m_{22} & m_{23} \\ m_{13} & m_{23} & m_{33} \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Si les neutrinos sont des particules de Dirac (à quatre états ν_L , ν_R , $\bar{\nu}_L$, $\bar{\nu}_R$, avec conservation du nombre leptonique global), la matrice U est analogue à la matrice de mélange de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) dans le secteur des quarks, paramétrisée avec trois angles et une phase Dirac de violation de CP ($0 \leq \delta \leq 2\pi$) dans le cas d'oscillations de neutrinos. Ici, la matrice U présentée en Eq. 2.6 [17], est donnée par le produit de trois matrices de rotation, respectivement dans les plans (23) (mesuré avec les neutrinos atmosphériques et l'expérience K2K, avec $\theta_{23} \sim 45^\circ$), (13) (mesuré par CHOOZ, avec $\theta_{13} \lesssim 13^\circ$, ou les neutrinos d'accélérateurs (JPARC)), et (12) (mesuré avec les neutrinos solaires et les neutrinos de réacteurs, avec $\theta_{12} \sim 30^\circ$), comme :

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Si les neutrinos sont des particules de Majorana (seulement deux états, ν_L et ν_R , avec non-conservation du nombre leptonique global), deux phases supplémentaires interviennent, que l'on peut appeler ϕ_1 et ϕ_2 ¹.

Une paramétrisation usuelle de la matrice de mélange MNSP U dans le cas de neutrinos de Majorana est présentée en Eq. 2.7 [17] :

$$U = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13}e^{i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13}e^{i\delta} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13}e^{i\delta} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13}e^{i\delta} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix} \text{Diag} \left\{ 1, e^{i\phi_1}, e^{i\phi_2} \right\} \quad (2.7)$$

¹Dans le cas Majorana à n familles, la matrice de mélange dépend de $n(n+1)/2$ phases et seules n phases sont absorbées par la redéfinition des charges leptoniques. De sorte que $n(n-1)/2$ phases de CP vont rester dans le cas Majorana, alors que seulement $(n-1)(n-2)/2$ phases de CP vont rester dans le cas de neutrinos de Dirac

où $\phi_{1,2}$ sont les phases de Majorana, et la matrice de gauche est le produit des trois matrices présentées en Eq. 2.6.

Il s'ensuit que la matrice de mélange à trois neutrinos est paramétrisée par trois angles, $\theta_{12} = \theta_{\odot}$, θ_{13} et $\theta_{23} = \theta_{\text{atm}}$, une phase de violation de CP δ et deux phases Majorana de violation de CP ϕ_1 et ϕ_2 . Les trois masses de neutrinos m_i doivent être ajoutées à ce jeu de paramètres qui décrivent la matrice MNSP U (Eq. 2.7), ce qui représente au total neuf paramètres inconnus : 3 masses, 3 angles de mélange et 3 phases. Ces dernières, si elles sont différentes de 0 ou de π , mesurent les effets de la violation de CP dans le secteur leptonique. Les phases de Majorana ne sont pas pertinentes dans les phénomènes d'oscillation et de conversion dans la matière. Ces phases peuvent apparaître uniquement dans le phénomène de décroissance $\beta\beta 0\nu$ (et des phénomènes similaires, trop faibles pour être détectés).

Différents groupes [19] ont réalisé des fits globaux incluant toutes les données disponibles, qui fournissent les valeurs des 3 angles de mélange (seulement une limite supérieure pour θ_{13}) et deux différences de masse carrées. Les résultats peuvent être résumés comme suit [18] :

$$\begin{aligned} \delta m^2 &\equiv \Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2 = 8.2_{-0.5}^{+0.6} \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ \theta_{12} &= 32.3_{-2.4}^{+2.7} \text{ pour } \theta_{13} = 0 \\ |\Delta m^2| &\equiv |\Delta m_{32}^2| = |m_3^2 - m_2^2| \sim |m_3^2 - m_1^2| = 2.0_{-0.4}^{+0.6} \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \\ \sin^2 2\theta_{23} &> 0.94 \text{ pour } \theta_{13} = 0 \\ \sin^2 2\theta_{13} &< 0.11 \text{ pour } \Delta m_{\text{atm}}^2 = 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \end{aligned}$$

On peut maintenant définir plus précisément les valeurs propres. On les compte par ordre de contenu en ν_e décroissant : $\nu_1 \sim 70\% \nu_e$; $\nu_2 \sim 30\% \nu_e$; $\nu_3 <$ quelques % de ν_e . Les spectres de hiérarchies de masse associés sont présentés en Section 2.4.

La Fig. 2.2 présente quelques résultats obtenus par les expériences d'oscillation.

Les expériences de neutrinos solaires ont produit les résultats suivants : les flux au-dessus des seuils en énergie (différents dans les différentes expériences), les spectres en énergie durant le jour et durant la nuit, le rapport des taux courants neutres et chargés CN/CC de SNO. Historiquement, ces données ont défini un ensemble de solutions (vaccum, quasi-vaccum, LOW, SMA, LMA), qui peuvent être représentées comme des régions dans l'espace des paramètres $\delta m^2 = \Delta m_{12}^2$ en fonction de $\sin^2 \theta_{12}$. Après la publication des données de SNO, seule la solution appelée LMA (pour Large Mixing Angle) demeure. Des données additionnelles proviennent de l'expérience KamLAND, un détecteur à scintillateur liquide situé dans la mine de Kamioka au Japon. Il mesure le flux de $\bar{\nu}_e$ ainsi que le spectre en énergie provenant des réacteurs de puissance, avec une baseline dominante de 180 km. La collaboration a présenté les derniers résultats, pour une exposition de 766 tonnes.an, à la conférence Neutrino 2004 [20]. Ces résultats sont consistants avec la solution LMA et améliorent fortement la résolution sur $|\delta m^2|$. Notons que les neutrinos solaires et les antineutrinos de réacteur fournissent la même solution (LMA), ce qui offre le premier test de l'invariance CPT dans le secteur des neutrinos. Avec une statistique plus importante, KamLAND devrait encore améliorer la précision sur δm^2 .

La connaissance de θ_{12} est apportée par l'étude des neutrinos solaires. On peut espérer une amélioration importante sur cette constante dans le futur, principalement à partir des données CN/CC de SNO, qui devraient permettre une mesure de cet angle avec une précision de quelques %.

Avant de quitter ce sujet, il faut noter que, si l'angle de mélange valait précisément $\theta_{12} = 45^\circ$, la transition MSW ne serait pas effective. Cette valeur de 45° étant à présent exclue à 5.8σ par les données solaires, l'existence de l'effet MSW est prouvée.

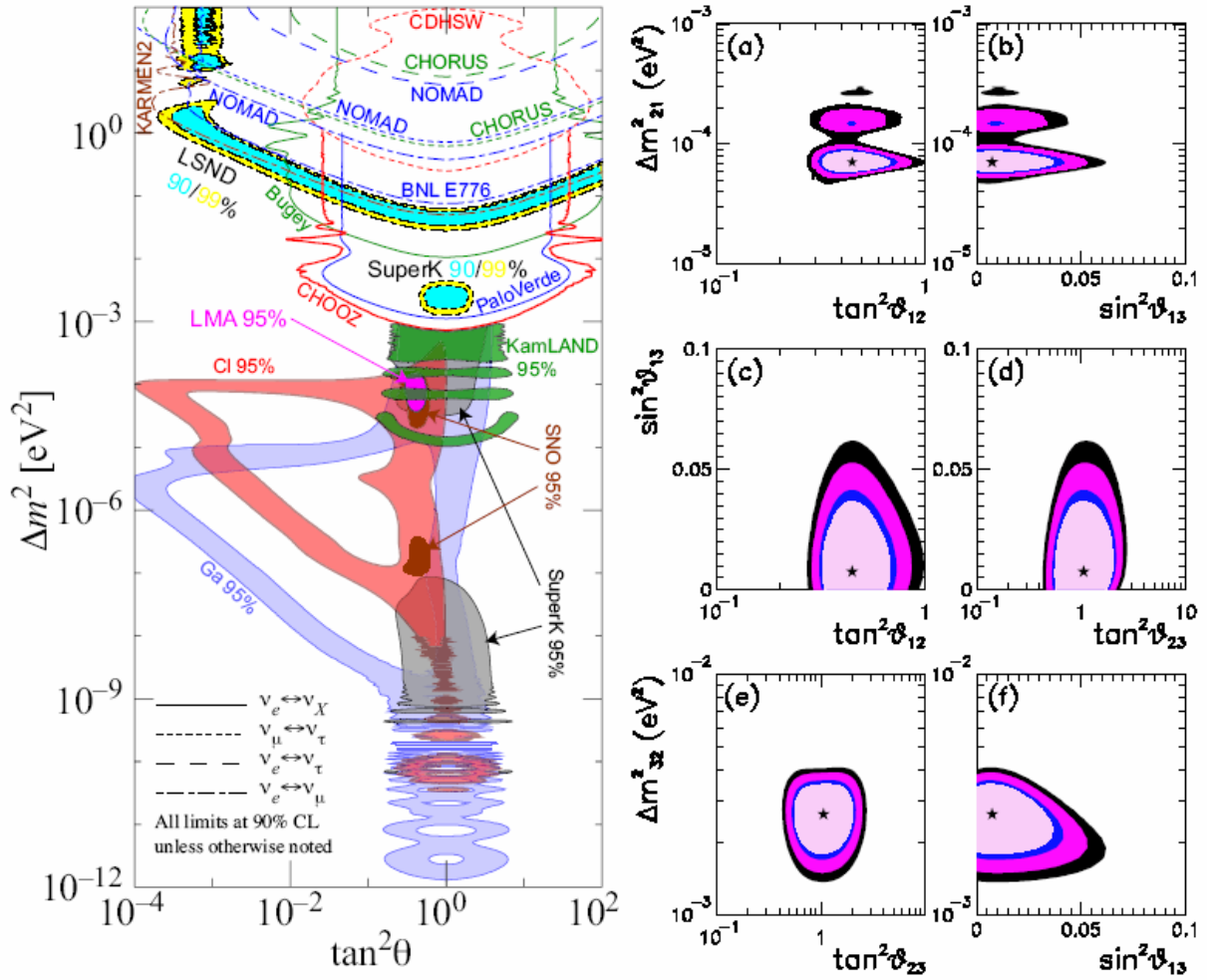


FIG. 2.2 – A gauche : compilation des résultats obtenus par différentes expériences d'oscillation ; à droite : ajustement global sur les données d'oscillation de neutrinos solaires, atmosphériques et d'accélérateurs [17].

Notre connaissance de $|\Delta m^2| = |\Delta m_{23}^2|$ et de θ_{23} provient des mesures sur les neutrinos atmosphériques, et plus spécialement de la disparition des ν_μ sur des distances de l'ordre du rayon de la Terre. Le jeu de données est dominé par celles de l'expérience SuperKamiokande. Il n'y a pas eu de nouvelles données substantielles en 2004, seulement de nouvelles analyses avec de meilleurs modèles des sources de neutrinos atmosphériques. Les améliorations incluent des modèles à trois dimensions de ces sources, ainsi que des valeurs des sections efficaces plus en accord avec les résultats du détecteur proche de K2K [21]. Si on considère par exemple les résultats de Gonzalez-Garcia et Maltoni [19], qui comparent les fits anciens aux nouveaux pour les trois jeux de données de SuperK (sub-GeV, multi-GeV et up-going μ), les meilleures valeurs d'ajustement pour $|\Delta m^2|$ décroissent respectivement de 200 meV^2 , 800 eV^2 et 500 meV^2 . Cet exemple montre que les résultats sont dominés par des effets systématiques. D'après les auteurs, les incertitudes principales proviennent de la normalisation indépendante du flux d'énergie et de l'incertitude sur la dépendance de ce flux avec l'énergie, paramétrée en $E^{-\gamma}$. Les incertitudes sur les sections efficaces sont aussi à prendre en compte, mais sont moins importantes. La mesure de $|\Delta m^2|$ et son incertitude peuvent être améliorées grâce aux expériences long baseline utilisant des sources issues d'accélérateurs. K2K apporte les premières contributions mais sa luminosité est faible. On peut attendre des améliorations des prochaines expériences NuMI+MINOS [22] à Fermilab, et CNGS, Opera et Icarus [23] au CERN+LNGS.

En ce qui concerne le troisième angle de mélange, θ_{13} , l'expérience CHOOZ [24] de disparition des $\bar{\nu}_e$ en provenance de (deux) réacteurs (ligne de base de 1 km), a fourni la limite $|\theta_{13}| < 13^\circ$.

2.3.2 Le lien avec la cosmologie

La cosmologie fournit un moyen potentiellement très sensible, bien qu'indirect, de mesurer ou d'obtenir une limite sur la masse absolue du neutrino. La propriété la plus importante des neutrinos est que, étant donnée la petitesse de leur masse, ils ne sont pas confinés au sein des structures à grande échelle de l'Univers. Pour des masses de neutrinos inférieures à l'électron-Volt, il est possible d'extraire une limite (ou une valeur) de la fraction de la densité de matière due aux neutrinos $f_\nu = \Omega_\nu/\Omega_m$. Connaissant Ω_m (cette quantité étant connue à 15% près, incertitude relativement importante comparée à celle des autres paramètres cosmologiques), on obtient Ω_ν , qui à son tour donne la somme des masses des neutrinos, par la relation $\sum m_i$ (eV) = $94h^2\Omega_\nu$, où $h^2 \sim 0.5$ est le carré de la constante réduite de Hubble.

La mesure importante est celle des fluctuations de température. Les plus importantes sources de données actuelles pour l'obtention du spectre de ces fluctuations sont :

- Les anisotropies du fond diffus cosmologiques ou CMB [25], qui correspondent aux époques les plus lointaines et aux échelles extrêmement grandes (du Gpc à ~ 30 Mpc); à ces échelles, le spectre est presque insensible à la masse des neutrinos. Néanmoins, les expériences qui ont mesuré avec une bonne résolution angulaire les anisotropies du CMB, comme les ballons BOOMERANG, MAXIMA et ARCHEOPS, et plus précisément l'expérience satellite WMAP, ont été très importantes pour déterminer les autres paramètres cosmologiques.

- Les structures à grande échelle (Large Scale Structure ou LSS) du spectre des galaxies (à des époques plus proches), pour les échelles intermédiaires (100 Mpc à quelques Mpc, voir les données 2dFGRS [26] et SDSS [27]), qui sont plus sensibles à des masses de neutrinos en dessous de l'électron-Volt.

- Enfin, les données *Lyman alpha forest* [28] à des échelles encore plus petites (< 10 Mpc) et, qui pour cette raison sont très sensibles, en principe, à la masse du neutrino.

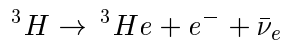
Les données cosmologiques actuelles ne présentent aucune preuve absolue en faveur d'une masse de neutrino non nulle, mais les limites supérieures sont très petites, les meilleures que l'on ait. Il faut cependant rester prudent, car ces limites dépendent d'un ensemble d'hypothèses sur des paramètres de base et sur l'ensemble des données incluses dans l'ajustement. Il existe des dégénérescences entre certains paramètres qui rendent les résultats dépendant des hypothèses choisies. Le second point est principalement de savoir s'il faut ou non inclure les données $Ly-\alpha$ dans l'ajustement. Bien que ces données soient à des échelles où les effets de la masse du neutrino sont les plus importants, l'extraction de la fonction de corrélation à partir de ces données n'est pas complètement satisfaisante.

Des analyses typiques, incluant les données CMB et LSS mais pas celles de $Ly-\alpha$, donnent $\sum_i m_i < 2100$ meV [29]. A partir des résultats d'oscillations, et si on suppose un spectre quasi-dégénéré, les trois masses de neutrinos sont presque égales et il vient alors $m_i < (2100/3) = 700$ meV. Des analyses plus récentes, incluant les nouveaux résultats de SDSS et aussi les données $Ly-\alpha$, fournissent comme limites supérieures $m_i < 130$ meV [30] et $m_i < 157$ meV [31].

Considérant les progrès constants et rapides de la cosmologie, tant en modélisation que pour la richesse et la précision (systématique et statistique) des données, on peut espérer des améliorations rapides. Il se peut donc que les recherches en cosmologie puissent contraindre fortement l'échelle de masse des neutrinos.

2.3.3 Les mesures directes

La mesure directe classique de la masse du "neutrino électronique" est basée sur la recherche de la distorsion du spectre en énergie de l'électron au niveau du bout de ce spectre, dans la désintégration bêta du tritium (voir Fig. 2.3) :



Plus précisément, la masse est une propriété de l'état propre, et non de l'état de saveur, et la limite ou la mesure obtenue est une moyenne pondérée des masses :

$$m_{\nu_e}^2 = |U_{e1}|^2 m_1^2 + |U_{e2}|^2 m_2^2 + |U_{e3}|^2 m_3^2$$

Les limites actuelles donnent $m_{\nu_e} < 2.2$ eV par les expériences MAINZ [32] et TROITZK [33].

Dans le futur, les deux groupes doivent joindre leurs forces pour construire un nouveau détecteur très grand, KATRIN [34], dans le but d'atteindre une sensibilité sur la masse du neutrino électronique $m_{\nu_e} \sim 200$ meV. Même si cette valeur correspond à une sensibilité déjà atteinte par la cosmologie, elle viendra d'une expérience directe en laboratoire et sera de ce fait extrêmement importante. Notons que cette expérience sera aussi sensible au niveau de signal $\beta\beta 0\nu$ annoncé par une partie de la collaboration Heidelberg-Moscou (voir Section 3.6).

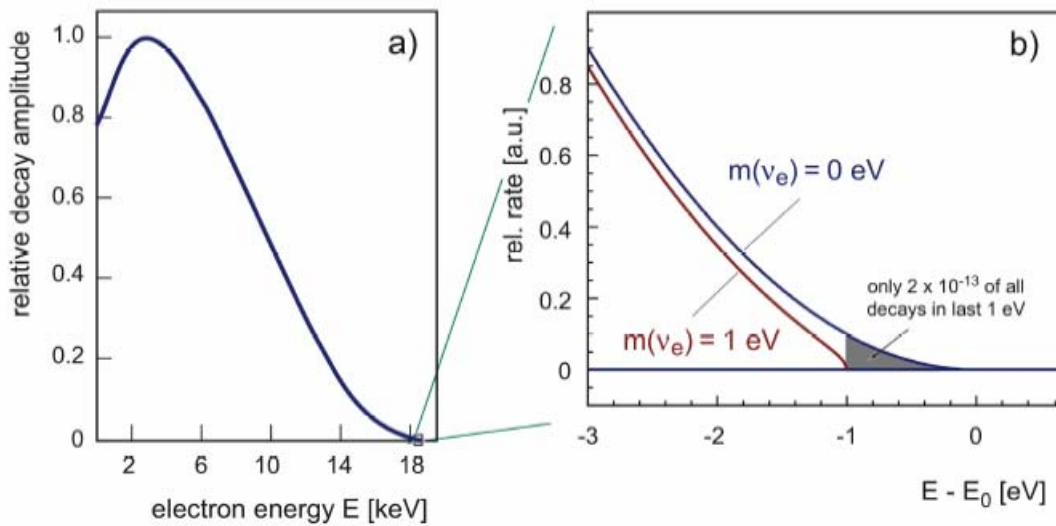


FIG. 2.3 – Principe de la détermination de la masse du neutrino électronique par l'étude du bout du spectre en énergie de l'électron émis dans la désintégration bêta du tritium : (a) spectre de l'énergie de l'électron émis, (b) zoom sur le bout du spectre et effet d'une masse de neutrino non nulle.

2.4 La double désintégration bêta

L'observation d'un signal de double désintégration bêta sans émission de neutrino, interdit dans le cadre du Modèle Standard du fait de la violation du nombre leptonique de deux unités :

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

prouverait la nature Majorana des neutrinos (particule étant sa propre antiparticule). La signature expérimentale d'un tel processus est l'observation de deux électrons, dont la somme des énergies cinétiques est exactement égale à l'énergie de la transition, et l'observable physique mesurable est la période de ce processus. La double désintégration bêta peut se produire lorsque la transition β vers le noyau fils intermédiaire $(A, Z + 1)$ est énergétiquement interdite ou fortement supprimée par des règles de sélection. Les modes $\beta\beta 0\nu$ utilisent un vertex qui permet l'échange de deux neutrons en deux protons avec émission de deux électrons et aucune autre particule. On peut visualiser ce processus en faisant l'hypothèse qu'il se produit par l'échange de différentes particules virtuelles possibles. Néanmoins, quelle que soit la particule échangée, le processus $\beta\beta 0\nu$ ne peut avoir lieu que si les neutrinos sont des particules de Majorana massives [35].

2.4.1 Echange d'un neutrino de Majorana massif léger

Le processus qui présente un intérêt majeur a été envisagé dès les années 30 [36] et consiste en l'échange d'un neutrino de Majorana massif léger interagissant par courants gauches des interactions faibles de type $V - A$, et pour lequel l'antineutrino droit émis à un des deux vertex est absorbé au second vertex comme un neutrino gauche (voir Fig. 2.4). Ce changement d'hélicité n'est possible que si le neutrino de Majorana échangé est massif.

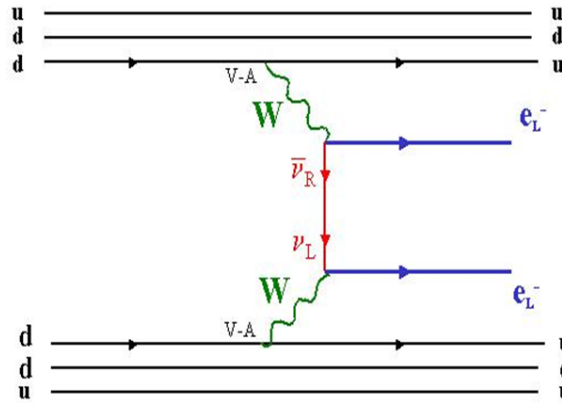


FIG. 2.4 – Schéma associé à un processus de double désintégration bêta se produisant par échange d'un neutrino de Majorana massif léger, interagissant par courant gauche $V - A$.

La période du processus de désintégration $\beta\beta 0\nu$ est reliée à la masse effective du neutrino par la relation :

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = |\langle m_{\nu} \rangle|^2 \times |M_{0\nu}|^2 \times G^{0\nu}(Z, Q_{\beta\beta}) \quad (2.8)$$

où $G^{0\nu}$ est le facteur d'espace de phase, proportionnel en première approximation à la cinquième puissance de l'énergie de transition, $Q_{\beta\beta}^5$, et aussi fonction de Z (voir les valeurs de $G^{0\nu}$ dans le

Tab. 2.1). $M_{0\nu}$ est l'élément de matrice nucléaire (NME) pour l'isotope concerné, pour lequel les calculs ont de grandes incertitudes théoriques (voir Section 2.5), qui peut être écrit [38] :

$$|M_{0\nu}| = |M_{0\nu}^{GT} - \frac{g_V^2}{g_A^2} M_{0\nu}^F| \quad (2.9)$$

où $M_{0\nu}^{GT}$ et $M_{0\nu}^F$ sont respectivement les éléments de matrice nucléaires de Gamow-Teller et de Fermi, et g_V et g_A sont les constantes de couplage vectorielle et axiale de l'interaction faible, avec $g_V/g_A \sim 0.8$.

La masse effective du neutrino $\langle m_\nu \rangle$, encore appelée m_{ee} , est l'élément (1,1) de la matrice présentée en Eq. 2.5. Son expression est donnée dans l'Eq. 2.10 :

$$m_{ee} = m_{11} \equiv \langle m_\nu \rangle = \sum_i m_i U_{ei}^2 \quad (2.10)$$

où les U_{ei} sont les coefficients de la matrice de mélange MNSP présentée en Eq. 2.7.

Cette masse effective est très importante du fait de sa dépendance aux valeurs propres de masse m_i et à sa relation avec les paramètres d'oscillation, qui peuvent donner des informations sur une combinaison particulière de masses de neutrino, angles de mélange et phases.

En conséquence, la masse effective est sensible à l'échelle absolue des masses de neutrinos et aux angles de mélange θ_{12} et θ_{13} . De plus, c'est la seule quantité faisant intervenir les phases Majorana de violation de CP dans le secteur leptonique, $\phi_{1,2}$. Elle est donnée par la relation [17] :

$$|\langle m_\nu \rangle| = |\cos^2 \theta_{13} (|m_1| \cos^2 \theta_{12} + |m_2| e^{2i\phi_1} \sin^2 \theta_{12}) + |m_3| e^{2i(\phi_2 - \delta)} \sin^2 \theta_{13}| \quad (2.11)$$

De ce fait, les mesures d'une masse effective de neutrino pourraient aider à conclure sur le spectre de masse des neutrinos, qui est toujours inconnu à cause de sa dépendance à la valeur du signe de Δm_{23} provenant des mesures d'oscillation de neutrinos atmosphériques, qui n'a toujours pas été mesurée.

A partir des valeurs des paramètres d'oscillation [18] présentées en Section 2.3.1 et en exprimant $\langle m_\nu \rangle$ en fonction des trois quantités inconnues (l'échelle de masse, représentée par la masse du neutrino le plus léger $m_{\nu_{min}}$, et les deux phases Majorana), il est possible de distinguer entre les différentes hiérarchies (voir Fig. 2.5). Avec les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, on a $\Delta m_{23}^2 \sim 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, et à partir des oscillations de type $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$, il vient $\Delta m_{12}^2 \sim 8 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$. La relation entre $|\langle m_\nu \rangle|$ et $m_{\nu_{min}}$ dépend ensuite du type de hiérarchie :

- Masses Quasi-Dégénérées (QD) : $m_1 \approx m_2 \approx m_3 \approx m_{\nu_{min}}$, avec $m_i^2 \gg \sqrt{|\Delta m_{32}^2|}$ et typiquement $m_{\nu_{min}} \gtrsim 0.1 \text{ eV}$. En utilisant la limite cosmologique conservative, avec $\Sigma m_i = m_1 + m_2 + m_3 \sim 3m_{\nu_{min}} \sim 2.1 \text{ eV}$, on a aussi $m_{\nu_{min}} \lesssim 0.7 \text{ eV}$; dans ce cas, la masse effective obéit aussi à l'inégalité $0.1 \lesssim |\langle m_\nu \rangle| \lesssim 0.7 \text{ eV}$

- Hiérarchie Inverse (IH) : $m_3 \ll m_1 \lesssim m_2$ avec $m_{1,2} \approx \sqrt{\Delta m_{32}^2} \sim 0.045 \text{ eV}$; ceci correspond à $0.01 \lesssim |\langle m_\nu \rangle| \lesssim 0.1 \text{ eV}$

- Hiérarchie Normale (NH) : $m_1 \ll m_2 \ll m_3$, avec $m_2 \approx \sqrt{\Delta m_{12}^2} \sim 0.009 \text{ eV}$, $m_3 \approx \sqrt{\Delta m_{23}^2} \sim 0.045 \text{ eV}$ et $m_{\nu_{min}} = m_1$; on a alors typiquement $|\langle m_\nu \rangle| \lesssim 0.020 \text{ eV}$.

Les résultats sont résumés sur la Fig. 2.6 [18], qui montre $|\langle m_\nu \rangle|$ en fonction de la masse du neutrino le plus léger, obtenue à partir des paramètres d'oscillation avec $\theta_{13} = 0$, comme présentés en Section 2.3.1, et autorisant la valeur maximale de θ_{13} et des variations de 1σ des paramètres. On distingue clairement les trois régions (NH, IH et QD). De ce fait, la détermination de la valeur de la masse effective $\langle m_\nu \rangle$ pourrait permettre de discriminer entre les différents types de hiérarchies, et ainsi de déterminer un intervalle pour $m_{\nu_{min}}$, servant à fixer l'échelle absolue de masse.

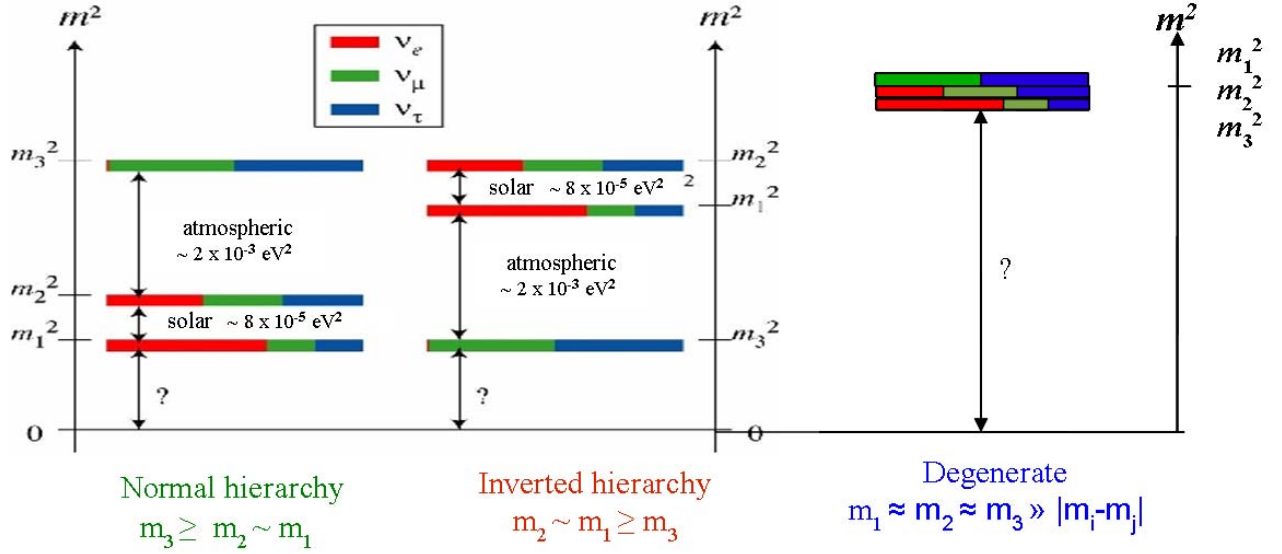


FIG. 2.5 – Spectre de masses de neutrinos et des mélanges correspondant respectivement aux cas des hiérarchies normale, invertée et quasi-dégénérée, comme indiqué par les données [37].

2.4.2 Processus $\beta\beta 0\nu$ impliquant l'échange d'autres particules

D'autres possibilités existent, en plus de l'échange d'un neutrino de Majorana léger, pour l'échange d'une particule virtuelle dans les processus de double désintégration bêta.

2.4.2.1 Interaction faible à courant droit de type $V + A$ impliquant un boson W_R

Une possibilité est que le processus se produise par interaction faible avec échange d'un neutrino léger, en présence d'un couplage de type $V - A$ associé à un couplage par courants droits de type $V + A$, via un boson médiateur W_R (voir Fig. 2.7). L'inverse de la période du processus s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
 (T_{1/2}^{0\nu})^{-1}(0^+ \rightarrow 0^+) &= C_1 \frac{|\langle m_\nu \rangle|^2}{m_e^2} + C_2 |\langle \lambda \rangle| \frac{|\langle m_\nu \rangle|}{m_e} \cos \psi_1 + C_3 |\langle \eta \rangle| \frac{|\langle m_\nu \rangle|}{m_e} \cos \psi_2 \\
 &+ C_4 |\langle \lambda \rangle|^2 + C_5 |\langle \eta \rangle|^2 + C_6 |\langle \lambda \rangle| |\langle \eta \rangle| \cos(\psi_1 - \psi_2) \quad (2.12)
 \end{aligned}$$

où le paramètre $\lambda \sim \left(\frac{M_{WL}}{M_{WR}}\right)^2$ est la constante de couplage entre courant leptonique droit et courant droit des quarks, et η est la constante de couplage entre courant leptonique droit et courant gauche des quarks, qui dépend de l'angle de mélange entre W_L et W_R ; ψ_1 et ψ_2 sont des phases apparaissant entre m_ν , λ et η respectivement ; enfin, les C_i sont des fonctions contenant les éléments de matrice nucléaires et les facteurs d'espace de phase, et m_e est la masse de l'électron.

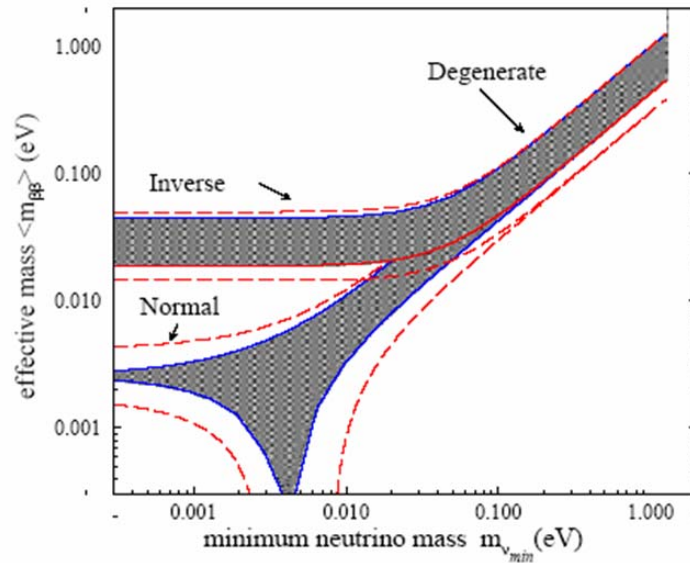


FIG. 2.6 – Masse effective de neutrino mesurée dans les processus $\beta\beta 0\nu$ en fonction de la masse du neutrino le plus léger, à partir des résultats d’oscillations de neutrinos, avec indication des différentes possibilités de hiérarchie de masse. Suivant la valeur de $|\langle m_{\nu} \rangle|$, il sera possible de déterminer l’échelle de masse des neutrinos et le spectre de hiérarchie correct, c’est-à-dire quasi-dégénéré, hiérarchie inverse ou hiérarchie normale. La région grisée correspond aux meilleurs ajustements des paramètres d’oscillation, avec $\theta_{13} = 0$, et la ligne pointillée correspond à l’extension de ces zones lorsque la valeur maximale de θ_{13} est autorisée, avec une erreur de 1σ sur les paramètres d’oscillation [18].

2.4.2.2 Interaction faible à courant droit entre l’état fondamental du noyau père et celui du noyau fils

Une autre possibilité est l’interaction faible par courants droits entre les états fondamentaux du noyau père et du noyau fils, qui ne peut être distingué du processus par échange d’un neutrino de Majorana léger que par la distribution angulaire entre les deux électrons émis. Il est possible aussi d’étudier les transitions $\beta\beta 0\nu$ vers l’état excité 2^+ , qui nécessitent un terme de masse de Majorana par interaction $V + A$, avec une interaction à courants droits au second vertex.

2.4.2.3 Processus $\beta\beta 0\nu$ avec émission d’un Majoron J

Un autre mécanisme pouvant contribuer aux processus $\beta\beta 0\nu$ est l’émission d’un Majoron J (voir Fig. 2.8), le boson de Goldstone associé à la brisure spontanée du nombre leptonique (le Majoron apparaît après la brisure de la symétrie globale $B - L$). Suivant les modèles théoriques, un ou plusieurs Majorons peuvent être émis durant le processus de double désintégration bêta. De ce fait, la recherche du processus $\beta\beta J$ implique un spectre de décroissance à (au moins) trois corps, le Majoron n’étant pas détecté, ce qui impose aux expériences des contraintes supplémentaires dans la conception du détecteur. Dans le cas où un seul Majoron est émis, l’inverse de la période du processus s’écrit

$$(T_{1/2}^{0\nu J})^{-1} = |\langle g_M \rangle|^2 \times |M_{0\nu J}|^2 \times G^{0\nu J} \quad (2.13)$$

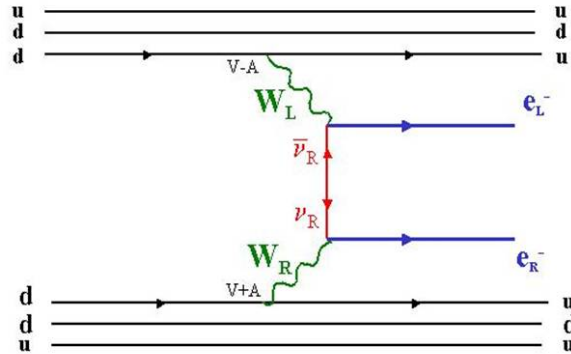


FIG. 2.7 – Schéma associé à un processus de double désintégration bêta se produisant par interaction faible dans le cas d'un couplage de type $V - A$ associé à un couplage de type $V + A$, par courants droits, par l'intermédiaire d'un boson médiateur W_R .

où $G^{0\nu J}$ est le facteur d'espace de phase, proportionnel en première approximation à la cinquième puissance de l'énergie de transition, $Q_{\beta\beta}^5$, et aussi fonction de Z ; $|M_{0\nu J}|$ est l'élément de matrice nucléaire associé au processus et g_M est la constante de couplage entre neutrinos et Majoron.

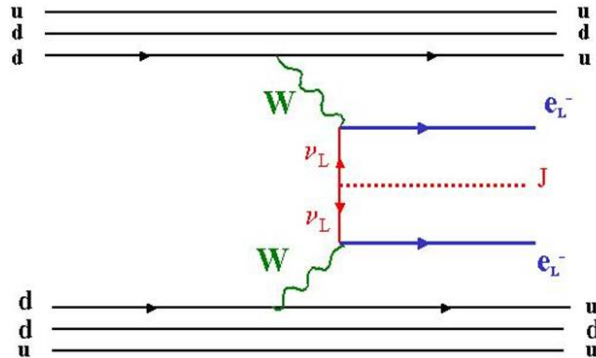


FIG. 2.8 – Schéma associé à un processus de double désintégration bêta se produisant par échange d'un Majoron J .

2.4.2.4 Processus $\beta\beta 0\nu$ par violation de R-parité dans les modèles supersymétriques

Finalement, l'échange pourrait se produire par violation de R-parité dans les modèles supersymétriques. La R-parité est associée au nombre quantique $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$, où B , L et S sont respectivement les nombres baryonique, leptonique et de spin. Si la conservation du nombre quantique leptonique L est violé, la double désintégration bêta sans émission de neutrinos $\beta\beta 0\nu$ pourrait se produire par échange de particules supersymétriques, comme les gluinos ou les neutralinos (voir Fig. 2.9), la double désintégration bêta étant alors sensible aux constantes de couplage de SUSY (λ'_{111} , $\lambda'_{113}\lambda'_{131}$, ...).

Avec des neutralinos de l'ordre de 20 GeV, et en supposant que le NME associé au mode à deux nucléons est négligeable comparé aux autres modes possibles, la contribution prépondérante aux

mécanismes $\beta\beta 0\nu$ pourrait correspondre à l'échange d'un gluino massif et l'inverse de la période du processus $\beta\beta 0\nu$ s'exprimerait alors simplement comme :

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

où $M^{1\pi}$ et $M^{2\pi}$ sont les éléments de matrice nucléaires associés aux modes à un pion et deux pions respectivement, et le paramètre η' dépend de la masse des gluinos et des squarks, et est proportionnel au carré de la constante de couplage λ'_{111} . On peut réécrire de façon plus quantitative :

$$\lambda'_{111} = 1.8\sqrt{\eta'} \left(\frac{m_{\tilde{q}}}{100 \text{ GeV}}\right)^2 \left(\frac{m_{\tilde{g}}}{100 \text{ GeV}}\right)^{1/2}$$

où $m_{\tilde{q}}$ désigne de façon générale la masse des quarks. Ainsi, la période du processus $\beta\beta 0\nu$ ne va finalement être fonction que de trois paramètres : λ'_{111} , $m_{\tilde{g}}$ et la masse des squarks [39].

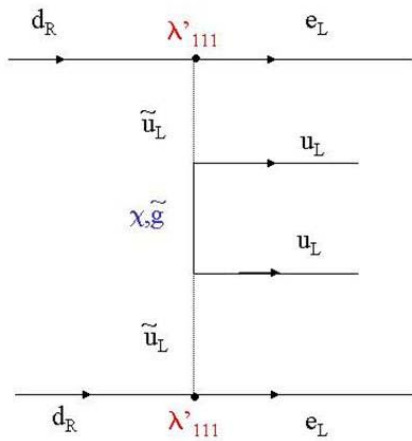


FIG. 2.9 – Schéma associé à un processus de double désintégration bêta se produisant par échange de particules supersymétriques comme des gluinos ou des neutralinos, et sensible à la constante de couplage λ'_{111} .

2.4.3 La double désintégration bêta permise $\beta\beta 2\nu$

Dans toutes les désintégrations double bêta, il existe un processus au second ordre des interactions faibles, pour lequel les noyaux décroissent vers le noyau fils en émettant deux électrons accompagnés de deux antineutrinos non détectés (voir Fig. 2.10).

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

C'est le processus $\beta\beta 2\nu$, dit permis, qui a déjà été observé pour dix isotopes : ^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{128}Te , ^{130}Te , ^{150}Nd et ^{238}U (voir en référence [40] pour un article de revue donnant les périodes des processus permis pour tous ces noyaux). La Fig. 2.11 montre un exemple de schéma de décroissance, pour le noyau ^{100}Mo .

La période du processus $\beta\beta 2\nu$, présentée en Eq. 2.14, est reliée au facteur d'espace de phase $G^{2\nu}$ (voir en Tab. 2.1), qui est lui aussi calculable analytiquement, dépendant de Z , et proportionnel en première approximation à la onzième puissance de l'énergie de transition, $Q_{\beta\beta}^{11}$, ainsi

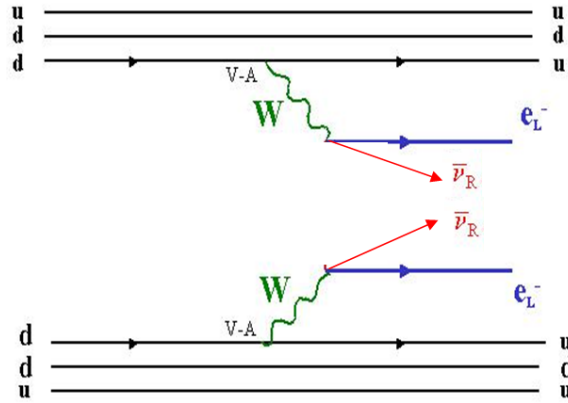


FIG. 2.10 – Schéma associé au processus de double désintégration bêta permis, $\beta\beta 2\nu$.

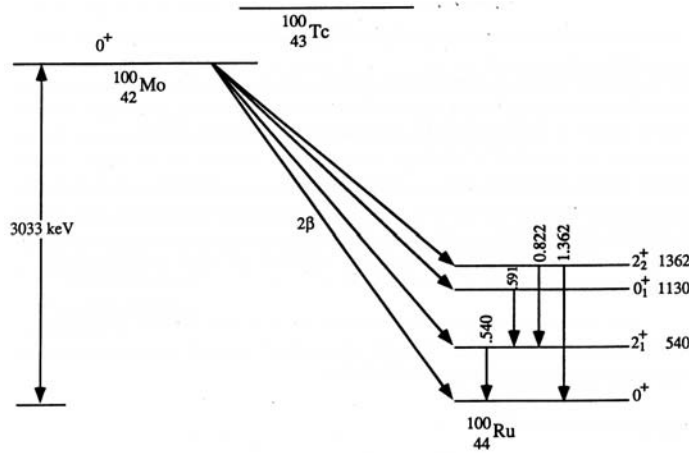


FIG. 2.11 – Exemple de schéma de décroissance pour l'isotope $^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$.

qu'à l'élément de matrice nucléaire $M_{2\nu}$ associé à l'isotope, pour lequel les calculs ont aussi des incertitudes théoriques.

$$(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} = |M_{2\nu}|^2 \times G^{2\nu}(Z, Q_{\beta\beta}) \quad (2.14)$$

Ici, l'élément de matrice de Fermi qui apparaît dans la définition du NME est négligeable, car il ne connecte pas les états d'isospin différents. Bien que l'isospin des noyaux ne soit pas une quantité conservée exactement, le mélange d'états ayant un isospin "faux" associé à l'état fondamental est connu pour être très faible. De ce fait, dans la suite, $M_{2\nu}^F$ sera négligé quand on considèrera les désintégrations $\beta\beta 2\nu$, et on utilisera seulement $M_{2\nu} = M_{2\nu}^{GT}$.

La mesure des périodes $\beta\beta 2\nu$ (dont toutes les valeurs mesurées jusqu'ici sont supérieures à 10^{18} années) est très utile afin de déterminer les meilleures techniques de calcul des NME $\beta\beta 2\nu$. Ceci est d'autant plus important que les calculs des NME $\beta\beta 0\nu$, nécessaires à la détermination de la masse effective du neutrino, pourraient nécessiter l'introduction des mesures $\beta\beta 2\nu$ dans leurs calculs.

La signature expérimentale des différents modes $\beta\beta$ est le spectre de la somme en énergie totale des deux électrons émis (voir Fig. 2.12). Le signal de décroissance $\beta\beta 0\nu$ pourrait produire une raie à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ (élargi par la résolution du détecteur), alors que le processus $\beta\beta 2\nu$ (en jaune sur la figure) présente un spectre continu pour un intervalle en énergie entre 0 et $Q_{\beta\beta}$. Les processus impliquant des Majorons présentent aussi des spectres continus, mais de forme différente de celui pour le processus $\beta\beta 2\nu$.

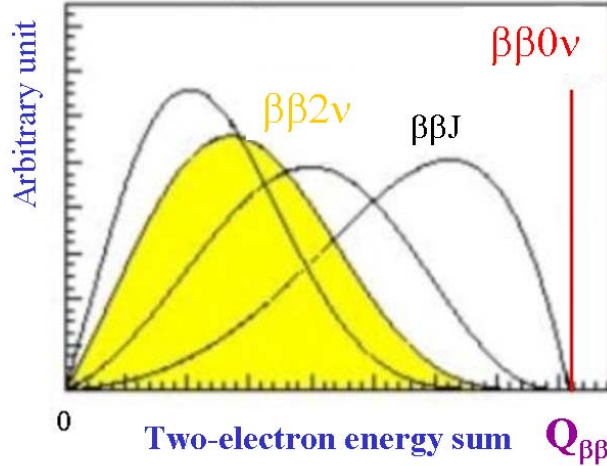


FIG. 2.12 – Spectre de la somme en énergie totale des deux électrons émis, divisé par l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$. La raie en rouge correspond au processus $\beta\beta 0\nu$, avec une raie à la valeur en énergie $Q_{\beta\beta}$; le processus $\beta\beta 2\nu$ présente quant à lui un spectre continu, en jaune, tandis que les courbes noires correspondent à différentes hypothèses d'émission de Majoron(s).

2.4.4 Les isotopes $\beta\beta$

Le Tab. 2.1 présente les différents isotopes émetteurs double bêta pour les processus $\beta^-\beta^-$, avec leur énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ [41] et leur abondance isotopique naturelle. Les facteurs d'espaces de phase [38], respectivement pour les processus $\beta\beta 0\nu$ et $\beta\beta 2\nu$, sont aussi donnés dans ce tableau. On les appelle $G^{0\nu}$ et $G^{2\nu}$ respectivement, comme définis par les Eq. 2.8 et 2.14.

2.4.5 Sensibilité au processus interdit d'une expérience de double désintégration bêta

Du point de vue expérimental cette fois, pour une expérience qui observerait N_s événements de signal provenant du processus de double désintégration bêta d'un isotope de masse M (en kg), pendant un temps d'exposition t (en secondes), la période du processus $\beta\beta 0\nu$ est donnée en années par la relation 2.15 :

$$T_{1/2}^{0\nu} = \frac{\ln 2 \mathcal{N}}{A} \frac{M \varepsilon t}{N_s} \quad (2.15)$$

où ε est l'efficacité de détection du processus $\beta\beta 0\nu$, A est la masse atomique de l'isotope et \mathcal{N} est le nombre d'Avogadro.

| Transition | $Q_{\beta\beta}$ (keV) | η (%) | $G^{2\nu}$ (an^{-1}) | $G^{0\nu}$ (an^{-1}) |
|---|------------------------|------------|---------------------------------|---------------------------------|
| $^{46}\text{Ca} \rightarrow ^{46}\text{Ti}$ | 987 ± 4 | 0.0035 | $1.148 \cdot 10^{-22}$ | $1.397 \cdot 10^{-27}$ |
| $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$ | 4271 ± 4 | 0.187 | $3.968 \cdot 10^{-17}$ | $2.439 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{70}\text{Zn} \rightarrow ^{70}\text{Ge}$ | 1001 ± 3 | 0.62 | $3.155 \cdot 10^{-22}$ | $2.342 \cdot 10^{-27}$ |
| $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$ | 2039.6 ± 0.9 | 7.8 | $1.305 \cdot 10^{-19}$ | $2.445 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{80}\text{Se} \rightarrow ^{80}\text{Kr}$ | 130 ± 9 | 49.8 | $1.220 \cdot 10^{-28}$ | $4.274 \cdot 10^{-29}$ |
| $^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$ | 2995 ± 6 | 9.2 | $4.348 \cdot 10^{-18}$ | $1.079 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$ | 1256 ± 5 | 17.3 | $3.333 \cdot 10^{-21}$ | $6.369 \cdot 10^{-27}$ |
| $^{94}\text{Zr} \rightarrow ^{94}\text{Mo}$ | 1145.3 ± 2.5 | 17.4 | $2.304 \cdot 10^{-21}$ | $6.369 \cdot 10^{-27}$ |
| $^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$ | 3350 ± 3 | 2.8 | $1.927 \cdot 10^{-17}$ | $2.242 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{98}\text{Mo} \rightarrow ^{98}\text{Ru}$ | 112 ± 7 | 24.1 | $9.709 \cdot 10^{-29}$ | $6.711 \cdot 10^{-29}$ |
| $^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$ | 3034 ± 6 | 9.6 | $9.434 \cdot 10^{-18}$ | $1.754 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{104}\text{Ru} \rightarrow ^{104}\text{Pd}$ | 1299 ± 4 | 18.7 | $9.174 \cdot 10^{-21}$ | $1.202 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{110}\text{Cd}$ | 2013 ± 19 | 11.8 | $3.984 \cdot 10^{-19}$ | $5.376 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{114}\text{Cd} \rightarrow ^{114}\text{Sn}$ | 534 ± 4 | 28.7 | $1.443 \cdot 10^{-23}$ | $1.639 \cdot 10^{-27}$ |
| $^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$ | 2802 ± 4 | 7.5 | $8.000 \cdot 10^{-18}$ | $1.894 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{122}\text{Sn} \rightarrow ^{122}\text{Te}$ | 364 ± 4 | 4.56 | $1.047 \cdot 10^{-24}$ | $8.621 \cdot 10^{-28}$ |
| $^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$ | 2288.1 ± 1.6 | 5.64 | $1.686 \cdot 10^{-18}$ | $1.055 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$ | 868 ± 4 | 31.7 | $8.475 \cdot 10^{-22}$ | $6.993 \cdot 10^{-27}$ |
| $^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$ | 2528.8 ± 4 | 33.8 | $4.808 \cdot 10^{-18}$ | $1.698 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{134}\text{Xe} \rightarrow ^{134}\text{Ba}$ | 847 ± 10 | 10.4 | $8.621 \cdot 10^{-22}$ | $7.692 \cdot 10^{-27}$ |
| $^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$ | 2479 ± 8 | 8.9 | $4.831 \cdot 10^{-18}$ | $1.812 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{142}\text{Ce} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$ | 1417.6 ± 2.5 | 11.1 | $7.246 \cdot 10^{-20}$ | $1.812 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{146}\text{Nd} \rightarrow ^{146}\text{Sm}$ | 56 ± 5 | 17.2 | $4.854 \cdot 10^{-30}$ | $1.418 \cdot 10^{-28}$ |
| $^{148}\text{Nd} \rightarrow ^{148}\text{Sm}$ | 1928.3 ± 1.9 | 5.7 | $1.070 \cdot 10^{-18}$ | $1.276 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$ | 3367.1 ± 2.2 | 5.6 | $1.189 \cdot 10^{-16}$ | $8.000 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{104}\text{Gd}$ | 1251.9 ± 1.5 | 22.6 | $4.098 \cdot 10^{-20}$ | $4.202 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{160}\text{Gd} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$ | 1729.5 ± 1.4 | 21.8 | $6.623 \cdot 10^{-19}$ | $1.252 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{170}\text{Gd} \rightarrow ^{170}\text{Yb}$ | 653.9 ± 1.6 | 14.9 | $5.495 \cdot 10^{-22}$ | $1.445 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{176}\text{Yb} \rightarrow ^{176}\text{Hf}$ | 1078.8 ± 2.7 | 12.6 | $3.067 \cdot 10^{-20}$ | $5.714 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{186}\text{W} \rightarrow ^{186}\text{Os}$ | 490.3 ± 2.2 | 28.6 | $1.302 \cdot 10^{-22}$ | $1.439 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{192}\text{Os} \rightarrow ^{192}\text{Pt}$ | 417 ± 4 | 41.0 | $5.051 \cdot 10^{-23}$ | $1.299 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{198}\text{Pt} \rightarrow ^{198}\text{Hg}$ | 1048 ± 4 | 7.2 | $6.135 \cdot 10^{-20}$ | $1.144 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{204}\text{Hg} \rightarrow ^{204}\text{Pb}$ | 416.5 ± 1.9 | 6.9 | $8.130 \cdot 10^{-23}$ | $1.976 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{232}\text{Th} \rightarrow ^{232}\text{U}$ | 858 ± 6 | 100 | $5.952 \cdot 10^{-20}$ | $2.519 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{238}\text{U} \rightarrow ^{238}\text{Pu}$ | 1145.8 ± 1.7 | 99.275 | $6.803 \cdot 10^{-19}$ | $5.952 \cdot 10^{-25}$ |

TAB. 2.1 – Tables des isotopes double bêta ($\beta^-\beta^-$), avec leur énergie de transition $Q_{\beta\beta}$, leur abondance isotopique naturelle, et les facteurs d'espaces de phase respectifs pour les processus $\beta\beta 2\nu$ ($G^{2\nu}$) et $\beta\beta\nu$ ($G^{0\nu}$).

En ce qui concerne la sensibilité de l'expérience, elle est calculée dans le cas où aucun événement de signal n'est observé, et de ce fait pour un nombre d'événements mesurés compatible avec le nombre d'événements de bruit de fond attendu. Il est ainsi possible de donner une limite inférieure sur la valeur de la période du processus $\beta\beta 0\nu$, en années, en supposant un bruit de fond gaussien :

$$T_{1/2}^{0\nu} (90\% \text{ C.L.}) > \frac{\ln 2 \mathcal{N} \varepsilon}{1.64 \times A} \sqrt{\frac{M \times t}{R \times N_{\text{bdf}}}} \quad (2.16)$$

où R est la résolution en énergie globale du détecteur (FWHM) en keV et N_{bdf} est le nombre d'événements de bruit de fond attendus, en coups.keV⁻¹.kg⁻¹.an⁻¹.

2.4.6 Les techniques de détection

Le troisième chapitre de ce rapport est entièrement consacré aux expériences. Néanmoins, il est nécessaire de dire ici quelques mots sur les différents types d'expériences existants.

On distingue deux techniques principales pour les expériences $\beta\beta$, en terme de sensibilité expérimentale, cette sensibilité sur la période étant proportionnelle à $\varepsilon \times \sqrt{Mt/RN_{bdf}}$ (voir Eq. 2.16 ci-dessus).

Les premières expériences sont purement calorimétriques : la source active et le détecteur sont communs, et on mesure seulement l'énergie totale emportée par les deux électrons lors de la désintégration. Deux techniques sont particulièrement efficaces. La première consiste à utiliser des diodes germanium semi-conducteur, pour lesquelles les cristaux ont été enrichis en isotope ⁷⁶Ge, émetteur $\beta\beta$. La seconde consiste à utiliser des bolomètres dont les cristaux sont réalisés aussi à partir de noyaux émetteurs $\beta\beta$, comme le ⁷⁶Ge ou le ¹³⁰Te par exemple. L'avantage de la technique bolométrique est qu'elle s'applique à de très nombreux noyaux.

Ces deux types d'expériences bénéficient en général d'une excellente résolution en énergie à $Q_{\beta\beta}$, ainsi que d'une efficacité élevée au processus $\beta\beta 0\nu$, proche de 100%. Dans la pratique, les spectres $\beta\beta$ étant superposés avec le spectre de bruit de fond, ces expériences doivent aussi atteindre de très bas bruit de fond, leur désavantage étant lié à leur faible sensibilité quant à l'identification des différentes particules, qui ne leur permet donc pas un grand pouvoir de réjection de ces fonds. Ces expériences doivent donc dès le départ minimiser les contaminations radioactives du détecteur/source (notamment les contaminations liées à la présence dans les sources de cosmogéniques, qui sont des noyaux issus des réactions nucléaires induites par les rayonnements cosmiques) et des matériaux environnants. Il faut noter que depuis quelques années, les expériences germanium bénéficient de nouvelles techniques d'analyse pour la discrimination des particules, basées sur l'analyse de la forme des signaux, qui leur a permis d'accroître leur efficacité de réjection du fond (au prix néanmoins d'une diminution de l'efficacité au processus $\beta\beta$).

Dans le second type d'expériences, la source, dite passive, est une feuille métallique d'isotope $\beta\beta$, suffisamment fine pour permettre aux électrons d'en sortir et d'être détectés dans des détecteurs de traces entourant la source. Autour du détecteur de traces se trouve un calorimètre (donc externe à la source) permettant la mesure de l'énergie des particules. Ces types d'expérience sont appelées "tracko-calo", comme la série des détecteurs ELEGANTS ou NEMO. Les avantages de cette méthode sont une signature très claire des différents types d'événements, permettant une grande réjection du fond par l'analyse, et la possibilité d'utiliser différents isotopes. A contrario, cette technique nécessite de très grandes tailles de détecteur en comparaison de la petite masse de source qu'ils peuvent accommoder, les feuilles de source devant être très minces pour augmenter l'efficacité de détection (une expérience à plusieurs dizaines de kilogrammes deviendra donc très vite de dimensions importantes). De plus, dès que la taille augmente, il devient d'autant plus délicat d'éliminer les différents bruits de fond. Un problème important vient en fait de la plus faible résolution en énergie de ces détecteurs, qui fait qu'ils ne peuvent s'abstraire du bruit de fond ultime dû à la queue de distribution du processus $\beta\beta 2\nu$.

Notons qu'il existe un troisième type d'expériences, utilisant aussi la technique de reconstruction des trajectoires d'électrons, dont le volume du détecteur de traces est aussi la source $\beta\beta$ (comme une TPC au ¹³⁶Xe par exemple).

Nous verrons en détail en Section 3.8 ces différentes techniques, les détecteurs qui sont proposés, et nous tenterons d'en réaliser une comparaison pour une prospective à dix ans sur les futurs projets.

2.5 Calcul des éléments de matrice nucléaires

L'observation d'un signal $\beta\beta 0\nu$ indiquerait immédiatement que les neutrinos sont des particules de Majorana et donnerait une estimation sur l'échelle de masse globale des neutrinos.

Néanmoins, sans une connaissance précise des éléments de matrice nucléaire (NME) qui déterminent le taux de décroissance $\beta\beta 0\nu$, il sera très difficile d'aboutir à des conclusions quantitatives sur les masses effectives de neutrino, et donc la hiérarchie de masse. Les théoriciens ont essayé de développer des techniques à N-corps qui permettent de tels calculs. Ils ont aussi essayé d'étalonner ces calculs à partir des observables physiques, comme les désintégrations $\beta\beta 2\nu$, β^+ ou β^- , ...

Les plus récents modèles pour calculer les NME sont basés sur l'approximation pn-QRPA (Quasi Particule Random Phase Approximation proton-neutron) ou ses extensions, ou alors se font dans le cadre du modèle en couches (SM). Les deux méthodes ont pour point de départ un déterminant de Slater des nucléons indépendants mais les types de corrélation qu'ils incluent ensuite sont complémentaires.

La QRPA traite une grande partie des nucléons comme étant "actifs" et fournit à ces nucléons un jeu illimité d'espaces à une particule pour se déplacer, mais les configurations possibles sont limitées, puisque réduites à l'unique configuration particule-trou et ses itérations. Notons que ces corrélations de type RPA sont d'une forme simple et spécifique qui conviennent bien pour les mouvements collectifs.

Le modèle en couches, au contraire, traite une petite fraction des nucléons dans un espace à une particule limité, mais il permet à ces nucléons toutes les corrélations possibles.

Le fait que ces deux approches très différentes conduisent à des résultats assez similaires semble indiquer que toutes deux prennent en compte la plupart des paramètres physiques importants, ce qui est assez encourageant. Les années qui passent et l'amélioration des performances des techniques de calculs tendent à restreindre les valeurs possibles des NME.

2.5.1 La QRPA

Les applications de la méthode pn-QRPA aux calculs des éléments de matrice nucléaires des décroissances $\beta\beta$ a débuté lorsqu'il a été réalisé que dans ce cadre, l'interaction de pairing neutron-photon, bien qu'ayant très peu d'effets sur la résonance collective de Gamow-Teller (GT), supprimait fortement les taux de décroissance $\beta\beta 2\nu$ [18]. Peu après, ce même effet a été démontré pour la décroissance $\beta\beta 0\nu$.

Un hamiltonien à A-corps décrivant un système de Z protons et N neutrons en mouvement dans un champ moyen de modèle en couches sphérique, et interagissant entre eux par l'intermédiaire des interactions d'appariement proton-proton et neutron-proton et d'une interaction dipolaire proton-neutron de type particule-trou et particule-particule, peut être traité par une approche de type pn-QRPA ou ses extensions.

La méthode QRPA est une méthode à deux niveaux : le premier niveau consiste à définir le champ moyen BCS non corrélé (en incluant le pairing de type proton-neutron (pn), ou sans ce pairing (full)), ainsi que la symétrie d'espace (avec forme sphérique, ou forme déformée avec invariance rotationnelle); ensuite vient la résolution de l'équation QRPA (soit par l'approximation quasi-boson QRPA, soit par l'approximation quasi-boson renormalisée RQRPA). Il faut de plus définir l'interaction nucléon-nucléon (avec un potentiel nucléon-nucléon réaliste, de type Paris ou Bonn, valide pour la symétrie sphérique, ou à partir d'une force de type Gamow-Teller, schématique, valide pour les symétries sphériques ou rotationnelles). Enfin, la conservation de Z et N est

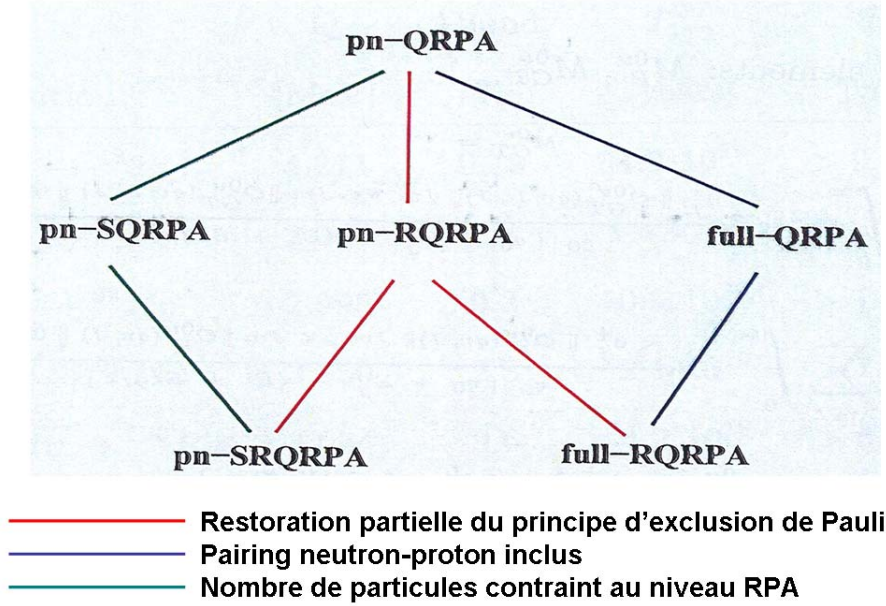


FIG. 2.13 – Principe d'obtention des différentes extensions à partir de l'approximation de base pn-QRPA.

imposée. En résumé, les approximations QRPA ou RQRPA sont utilisées pour décrire la structure des états intermédiaires virtuellement excités dans le cas des processus $\beta\beta$.

Au départ, l'approximation pn-QRPA n'a pas été conçue pour une représentation réaliste de l'interaction de pairing np. Il a donc fallu modifier certains aspects de la méthode afin de rendre sa sensibilité à différents paramètres, et notamment à ce pairing np, plus réalistes. Un grand nombre d'extensions de la pn-QRPA a été réalisé, mais il est difficile (voire impossible) de dire quelle extension est la meilleure, même si on se dit que plus l'interaction inclut de contraintes, meilleure elle est. La QRPA renormalisée (dite RQRPA) par exemple, contient le principe d'exclusion de Pauli partiellement restauré. On aurait donc tendance à la préférer à la QRPA, qui ne tient pas compte du tout du principe de Pauli.

La différence entre la QRPA et une de ses extensions va résider essentiellement dans la manière dont sont calculés les éléments de matrice réduits des opérateurs à un corps qui apparaissent dans l'expression des NME que contient $M_{0\nu}$ (Gamow-Teller, Fermi, etc...). A partir de l'approximation QRPA, on peut aussi inclure le pairing neutron-proton, ce qui conduit à l'approximation full-QRPA, ou encore contraindre le nombre de particules au niveau RPA, ce qui conduit alors à l'approximation SQRPA. Au final, si on ajoute le principe de Pauli obtenu par la renormalisation à chacune de ces deux extensions, il vient deux extensions supplémentaires appelées respectivement pn-SRQRPA et full-RQRPA. Notons que l'approximation full-RQRPA (fully renormalized QRPA) n'a pas encore été appliquée à la désintégration $\beta\beta 0\nu$, mais ce devrait être réalisé sous peu puisque des publications ont déjà montré la comparaison entre les NME des processus $\beta\beta 2\nu$ déterminés par l'approximation full-RQRPA et ceux déterminés en utilisant d'autres extensions [46], [47]. Un résumé des extensions est présenté Fig. 2.13.

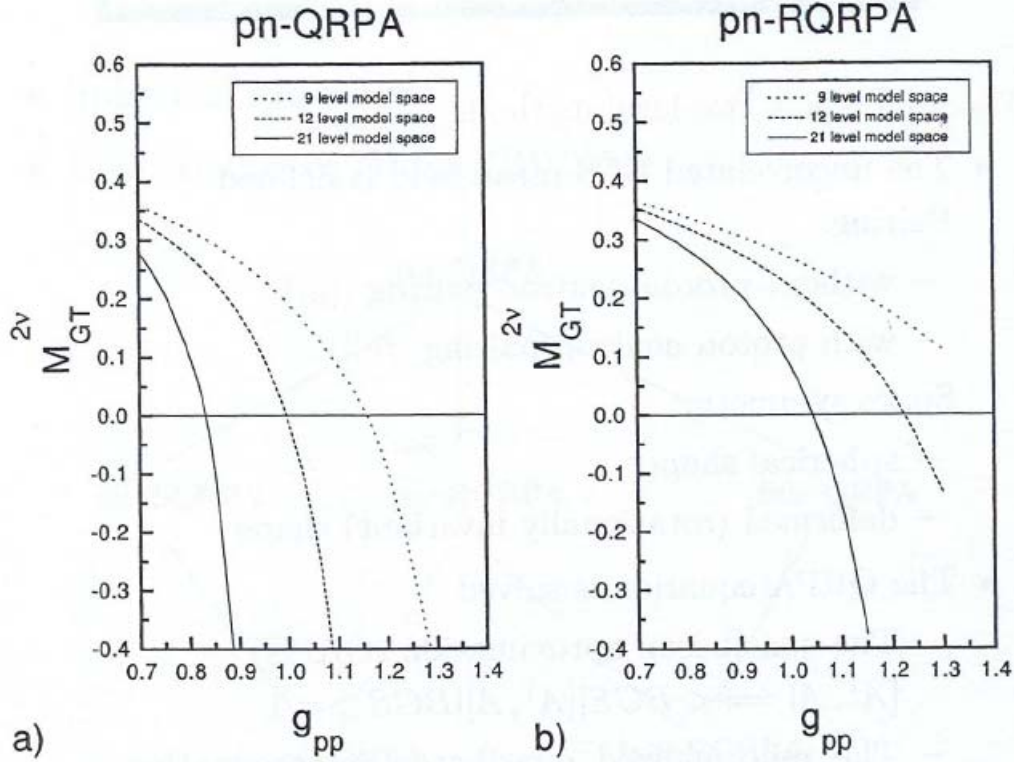


FIG. 2.14 – Comparaison entre les approximations QRPA (a) et RQRPA (b). On voit que la variation du NME $\beta\beta 2\nu$ en fonction de l'interaction particule-particule g_{pp} est différente dans les deux modèles.

Une amélioration sensible dans les calculs de NME pour les processus $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$ a été réalisée par l'introduction d'une approximation de type pn-QRPA (ou ses extensions) dont l'interaction à deux-corps proton-neutron dispose d'une partie particule-particule ajustable, et surtout par la détermination de la valeur du paramètre associé g_{pp} (qui pendant longtemps a été fixé à $g_{pp} = 1$). Notons que l'élément de matrice nucléaire $\beta\beta 2\nu$ est très sensible à la valeur de g_{pp} , alors que le NME du processus $\beta\beta 0\nu$ l'est moins. Une comparaison entre les approximations QRPA et RQRPA est présentée Fig. 2.14. Les différences observées sur la forme du NME $\beta\beta 2\nu$ en fonction de g_{pp} ont donné l'idée à certains théoriciens de fixer la valeur de g_{pp} en utilisant des résultats expérimentaux.

Certains déterminent la valeur de g_{pp} qui reproduit le mieux les transitions $\beta\beta 2\nu$ expérimentales, et introduisent ensuite cette valeur de g_{pp} dans le calcul du NME $\beta\beta 0\nu$. Récemment, dans le cadre du programme européen ILIAS², plusieurs théoriciens se sont regroupés pour réaliser une publication commune [42], en fixant l'interaction particule-particule g_{pp} d'après le taux de décroissance $\beta\beta 2\nu$ expérimental. Ils en déduisent pour plusieurs noyaux la sensibilité à obtenir sur la période $T_{1/2}^{0\nu}$ pour mesurer $\langle m_\nu \rangle = 0.5$ eV, et pour la première fois donnent une incertitude "théorique" sur cette valeur de $T_{1/2}^{0\nu}$ (qui correspond à une incertitude sur les valeurs d'éléments de matrice nucléaire). Ils suggèrent de considérer ces calculs comme référence, en "oubliant" les

²Integrated Large Infrastructure for Astroparticle Science

autres. Il paraît néanmoins difficile d'exclure les calculs des auteurs qui ne se sont pas associés à cette publication.

D'autant que d'autres théoriciens réfutent la publication précédente et soutiennent qu'il faut utiliser pour fixer la valeur de g_{pp} les données expérimentales sur les décroissances β simples [43], en reproduisant l'élément de matrice nucléaire $\beta\beta 2\nu$ à partir des transitions simples vers le noyau intermédiaire impair-impair. Dans l'article référencé, l'auteur ne présente pas les résultats sur les NME $\beta\beta 0\nu$ (ils sont en cours de calcul, mais on peut trouver deux de ses publications précédentes utilisant cette technique [44], [45]), mais propose une approche pour comparer les deux techniques utilisées pour fixer la valeur de g_{pp} , soit avec la double désintégration bêta permise, soit avec les transitions β simples. Il conclut naturellement en faveur de la seconde méthode (la sienne), en expliquant que dans la première méthode, la valeur de g_{pp} reproduit la période $\beta\beta 2\nu$ grâce à la compensation de deux erreurs consécutives [43]...

Le grand nombre de calculs basés sur les extensions de la QRPA, ainsi que les nombreux auteurs, peuvent donner une idée de l'incertitude théorique sur les NME. Mais certains calculs omettent des règles importantes et peuvent de ce fait "biaiser" la moyenne. Il est bien difficile de trancher, d'autant que de nos discussions avec les théoriciens, il ressort que chacun d'entre eux est persuadé de suivre la bonne voie...

2.5.2 Le modèle en couches (Shell-model ou SM)

Le modèle en couches est la méthode usuelle pour les calculs de structure nucléaire, valable aussi pour les noyaux lourds. Il faut pour ce faire définir un espace de valence, puis définir un hamiltonien effectif, avant de résoudre l'équation de Schrödinger $H_{eff}\psi_{eff} = E\psi_{eff}$, ce qui revient à diagonaliser la matrice énergie. Le SM permet de représenter la fonction d'onde nucléaire avec une précision arbitraire en utilisant un espace du modèle suffisamment grand. Le problème vient du fait qu'avec les méthodes et les outils de calcul actuels, la technique est difficilement applicable aux noyaux lourds. Les techniques de construction des interactions effectives et des opérateurs qui donnent des résultats exacts dans des espaces tronqués existent mais sont difficiles à implémenter. Même avec cette forme grossière, avec des espaces relativement petits et des opérateurs élémentaires, le SM semble offrir quand même plus d'avantages que la QRPA. Ses corrélations compliquées valence-couche, que la QRPA omet (même si elle tente de les compenser par une renormalisation des paramètres), semblent affecter les éléments de matrice $\beta\beta$.

Il existe très peu de calculs de SM dans des espaces larges. De plus, les valeurs de NME pour les noyaux déformés ne peuvent être calculées, du fait qu'elles requièrent l'utilisation de bases trop grandes. Les calculs vraiment réalistes sont donc restreints actuellement à quelques noyaux particuliers, comme le ^{48}Ca , le ^{76}Ge et le ^{136}Xe , bien que d'autres noyaux aient été étudiés dans ce cadre, et fournissent des valeurs de NME.

L'utilisation d'espaces larges représente une difficulté non seulement à cause du problème de diagonalisation de matrices de grandes dimensions, mais aussi parce que cela nécessite de construire une interaction effective adaptée. L'interaction nucléon-nucléon résiduelle élémentaire doit être modifiée pour l'adapter aux espaces tronqués. Actuellement, les interactions effectives sont construites à partir d'une combinaison basée sur la théorie des perturbations, la phénoménologie et un ajustement précis des observables, ce dernier croissant en difficulté quand des millions d'éléments de matrice sont requis.

La renormalisation des opérateurs de transition est liée au problème de l'interaction effective. Bien qu'une attention particulière ait été portée au problème de l'opérateur effectif Gamow-

Teller, qui intervient directement dans la décroissance $\beta\beta 2\nu$, très peu de travaux ont été réalisés sur la renormalisation des opérateurs à deux corps qui gouvernent la décroissance $\beta\beta 0\nu$.

Une critique faite aux calculs des NME dans le cadre du modèle en couches est de ne pas tenir compte de cette renormalisation, liée aux insuffisances de la fonction d'onde, causées par le fait de négliger les niveaux à une particule loin de la surface de Fermi [17].

2.5.3 Contraintes des NME par des observables

Il a été montré en Section 2.5.1 que, pour les théoriciens comme pour les expérimentateurs, plus un calcul reproduit d'observables et plus il est crédible. Les différentes observables a priori possibles sont :

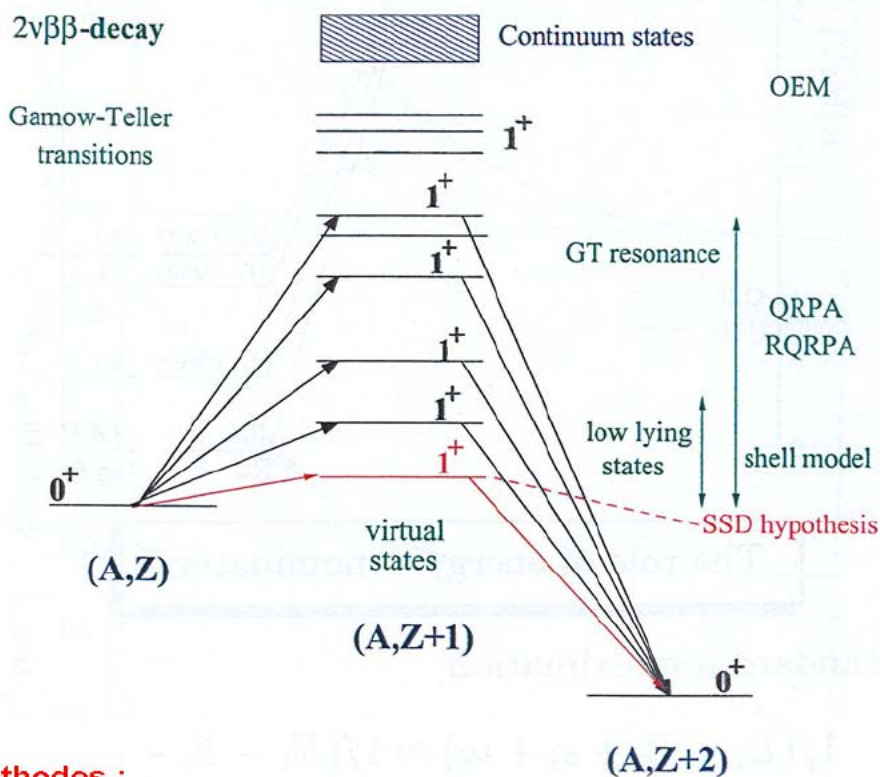
- l'échange de pions par double échange de charge (un π^+ dans l'état initial, un π^- dans l'état final) : on a bien transformation de deux neutrons en deux protons, mais les opérateurs ne sont pas les mêmes que pour le processus $\beta\beta$. Il n'est donc pas souhaitable d'utiliser ces mesures,
- les distributions Gamow-Teller des décroissances β^- et β^+ qui entrent directement dans les deux types de décroissance $\beta\beta$; elles peuvent être mesurées expérimentalement par des réactions (p, n) et par des réactions d'échanges de nucléons analogues, et on peut ainsi fixer la valeur de g_{pp} à partir de ces mesures. Si il s'avère que cette méthode est la meilleure, il deviendra nécessaire de réaliser des expériences supplémentaires afin de mesurer les périodes des désintégrations bêta simples (β^- , β^+ ou CE) des noyaux intermédiaires $(A, Z+1)$,
- les probabilités de transition $\beta\beta 2\nu$, qui elles aussi peuvent servir à fixer la valeur de g_{pp} , comme expliqué sur la Fig. 2.15. Les processus $\beta\beta 2\nu$ ont déjà été mesurés pour dix noyaux différents. Il est clair que si cette méthode est la meilleure pour calculer les NME des processus $\beta\beta 0\nu$, l'expérience NEMO 3 (présentée au chapitre suivant) sera très utile, avec ses mesures des processus $\beta\beta$ dans un même détecteur pour sept noyaux différents.

Une comparaison de quelques isotopes $\beta\beta$ en terme de sensibilité sur la masse effective, mesurée à partir des valeurs d'éléments de matrice nucléaire calculés (en SM, ainsi qu'en QRPA et ses extensions), est réalisée dans la partie prospective de ce rapport (voir Section 3.8.7).

Pour le processus du second ordre $\beta\beta 2\nu$

$$M_{GT}^{2\nu} = \sum_m \frac{\langle 0_f^+ || \tau^+ \sigma || 1_{m'}^+ \rangle \langle 1_m^+ || \tau^+ \sigma || 0_i^+ \rangle}{E_m - (E_i + E_f)/2}$$

Sommation sur les états discrets m , et intégration sur les états du continuum du noyau $(A, Z+1)$



Méthodes :

- Théoriques basées sur la diagonalisation : **Shell Model, QRPA et ses extensions**
- Théoriques basées sur la sommation des états intermédiaires : **méthode d'expansion des opérateurs**
- Phénoménologiques : **hypothèse SSD (Single State Dominance)**

FIG. 2.15 – Principe de l'utilisation des probabilités de transition $\beta\beta 2\nu$ pour fixer la valeur de g_{pp} .

2.6 Conclusions et perspectives

La physique du neutrino a fait d'énormes progrès ces dernières années, en donnant pour la première fois des résultats de physique au-delà du modèle standard actuel. Ces progrès sont dus principalement aux expériences utilisant des sources naturelles de neutrinos, dans des laboratoires souterrains.

Les principaux défis de ce domaine, à l'échelle d'une décennie, seront :

- établir la nature des neutrinos (sont-ils des particules de Dirac ou de Majorana ?) à travers les recherches des processus $\beta\beta 0\nu$. Etudier plusieurs isotopes est une nécessité, étant données les incertitudes actuelles sur les éléments de matrice nucléaire. De plus, l'observation d'un signal de double désintégration bêta interdite sur un noyau devra être confirmée par une observation sur un autre noyau.

- vérifier si la majorité des oscillations de ν_μ atmosphériques se produit de façon dominante vers les ν_τ , et compléter les mesures du spectre des neutrinos solaires.

- déterminer la "petitesse" de θ_{13} .

- améliorer la précision sur les mesures de θ_{12} et de θ_{23} , et mesurer le signe de $(\theta_{23} - \pi/2)$ grâce aux effets de matière.

- déterminer l'échelle absolue en masse, grâce aux expériences $\beta\beta 0\nu$, β et à la cosmologie.

- trouver le signe de Δm^2 .

- mesurer la phase δ de violation de CP (ce sera difficile à vérifier si la valeur de $|\theta_{13}|$ est vraiment trop faible).

- mesurer les phases Majorana ϕ_1 et ϕ_2 de violation de CP dans le secteur de Majorana, par la mesure du signal $\beta\beta 0\nu$, à condition que la masse effective du neutrino ne soit pas trop faible, et d'avoir une fois de plus une bien meilleure connaissance des éléments de matrice nucléaires.

Les perspectives sont très excitantes, mais les prochaines expériences seront sans doute plus délicates et nécessiteront des ressources bien plus importantes que la génération précédente d'expériences (notamment pour la recherche des processus $\beta\beta 0\nu$, comme nous le verrons en troisième partie de ce rapport). Cependant, la perspective de découvrir l'origine de la masse des neutrinos semble suffisamment importante pour que ces expériences soient réalisées.

Il faudra prévoir une "feuille de route" globale, avec des programmes complémentaires nationaux (cf. GDR neutrino) et internationaux (comme les programmes européens de type ILIAS), incluant des expériences sur accélérateur et des expériences souterraines, elles-aussi complémentaires. Il faudra certainement aussi hiérarchiser les propositions d'expériences, c'est-à-dire dégager des priorités entre les expériences qu'il faudra absolument réaliser, et celles qui ne seront utiles que pour aller plus loin dans les mesures, après les résultats des précédentes.

Chapitre 3

Technical design and performance of the NEMO 3 detector Advantages and limitations

3.1 General introduction

3.1.1 Objective of the experiment

The primary objective of the NEMO 3 experiment is to search for neutrinoless double beta decay for several isotopes. This research is one of the most pressing topics in neutrino physics, addressing the fundamental problem of whether neutrinos are Dirac or Majorana particles. An observation of the neutrinoless double beta decay ($\beta\beta 0\nu$), which is forbidden by the Standard Model due to lepton number violation by two units

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

would prove Majorana nature of neutrinos, particle which is its own antiparticle. Experimental signature of such a process is the observation of the two electrons, for which the total kinetic energy sum is exactly the transition energy, and physical observable is the half-life of this process.

3.1.1.1 Neutrino species, neutrino nature and mixing

The three active neutrino species can be expressed either as the flavor-eigenstates ν_{ℓ} ($\ell = e, \mu, \tau$) or the mass-eigenstates ν_{i} ($i = 1, 2, 3$). These two bases are related through a (3×3) unitary mixing matrix, U , called the Maki-Nakagawa-Sakata-Pontecorvo (MNSP) matrix [48] :

$$\nu_{\ell} = \sum_{i=1}^3 U_{\ell i} \nu_{i} \quad (3.1)$$

In the weak-basis where the charged lepton mass-matrix and the charged current coupling-matrix are diagonal, the neutrino mass matrix $m_{\nu}^{\alpha\beta}$ can be written :

$$m_{\nu}^{\alpha\beta} = \sum_{i=1}^3 (U^*)_{\alpha i} m_i (U^{\dagger})_{i\beta} \quad (3.2)$$

where m_i are the neutrino mass-eigenvalues, which can be taken real and positive. The general parametrization of m_ν is given by the matrix in Eq. 3.3 :

$$m_\nu = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{12} & m_{22} & m_{23} \\ m_{13} & m_{23} & m_{33} \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

If neutrinos are Dirac-particles (with 4 states $\nu_L, \nu_R, \bar{\nu}_L, \bar{\nu}_R$, and conservation of lepton number), the U matrix is analog to the Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) mixing matrix of the quark sector and is parametrized with three angles and one CP-phase ($0 \leq \delta \leq 2\pi$) in the case of neutrino oscillations. Here, the U matrix is given by the product of three rotation matrix in the respective planes (23) (atmospheric sector, K2K, $\theta_{23} \sim 45^\circ$), (13) (CHOOZ sector, with $\theta_{13} \lesssim 13^\circ$, or accelerators (JPARC)), and (12) (solar sector, reactors, $\theta_{12} \sim 30^\circ$), as shown in Eq. 3.4 [49] :

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

If neutrinos are Majorana-particles (only 2 states ν_L and ν_R , with non-conservation of lepton number), two phases ϕ_1 and ϕ_2 are added¹. These phases appear only in processes which violate lepton number, as in $\beta\beta 0\nu$ amplitude.

One usual parametrization for the MNSP mixing matrix U in the Majorana case is presented in Eq. 3.5 [49] :

$$U = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13}e^{i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13}e^{i\delta} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13}e^{i\delta} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13}e^{i\delta} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix} \text{Diag} \left\{ 1, e^{i\phi_1}, e^{i\phi_2} \right\} \quad (3.5)$$

where $\phi_{1,2}$ are Majorana phases and the left matrix is exactly the three matrix product from Eq. 3.4.

Thus, in general, the mixing matrix of three neutrinos is parametrized by three angles, $\theta_{12} = \theta_\odot$, θ_{13} and $\theta_{23} = \theta_{\text{atm}}$, one Dirac CP-violation phase δ and two Majorana CP-violation phases ϕ_1 and ϕ_2 . The three neutrino masses m_i should be added to this parameter set that describes the MNSP U matrix (Eq. 3.5), representing therefore nine unknown parameters altogether.

Neutrino oscillation experiments have already provided measurements for the neutrino mass-squared differences, as well as the mixing angles. The allowed values for the θ_{ij} as well as the Δm^2 's are summarized in Fig 3.1. Connections between neutrino oscillation results, mass hierarchies and double beta decay will be explained in Section 3.1.1.2.

In most of supersymmetric or great unification models light and heavy Majorana neutrinos arise. A see-saw mechanism allows one to justify the small value of light neutrino masses (heavy neutrinos have mass of the order of great unification scale). The consequence of the Majorana

¹For n families and Majorana case, the mixing matrix depends on $n(n+1)/2$ phases and only n phases are absorbed by charged lepton redefinition. Thus $n(n-1)/2$ CP-phases stay for Majorana case, when only $(n-1)(n-2)/2$ CP-phases stay for Dirac-case.

Neutrino oscillation parameters determined from various experiments (2004 status)

| Parameter | Value $\pm 1\sigma$ | Comment |
|-----------------------|---|--|
| Δm_{21}^2 | $8.2_{-0.5}^{+0.6} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ | |
| θ_{12} | $32.3_{-2.4}^{+2.7}$ | For $\theta_{13} = 0$ |
| $ \Delta m_{32}^2 $ | $2.0_{-0.4}^{+0.6} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ | |
| $\sin^2 2\theta_{23}$ | > 0.94 | For $\theta_{13} = 0$ |
| $\sin^2 2\theta_{13}$ | < 0.11 | For $\Delta m_{atm}^2 = 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ |

FIG. 3.1 – This table summarizes the present status of knowledge of the oscillation parameters (assuming three mass eigenstates, i.e. disregarding the possible existence of sterile neutrino) [50].

neutrino is the non-conservation of the lepton number, which is a necessary condition for neutrinos with CP-violation to explain matter creation through leptogenesis by heavy Majorana neutrino decays.

3.1.1.2 Double beta decay

The neutrinoless double beta decay may arise if β -transition towards intermediate daughter nucleus ($A, Z + 1$) is forbidden or strongly suppressed. A $\beta\beta 0\nu$ mode involves transition of two neutrons into two protons with the emission of two electrons and nothing else. One can visualize it by assuming that the process involves the exchange of various virtual particles. Nevertheless, no matter what the vertex is, the $\beta\beta 0\nu$ decay can proceed only when neutrinos are massive Majorana particles [51].

- Of primary interest is the process which was proposed years ago [52] and mediated by the **exchange of light Majorana neutrinos** interacting through the left-handed $V - A$ weak currents, for which right antineutrino emitted at first vertex is absorbed as left neutrino at the second one (see Fig. 3.2). This change in helicity is possible only if the exchanged Majorana neutrino is massive.

A half-life of the $\beta\beta 0\nu$ decay process is connected to the effective neutrino mass by the relation :

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = |\langle m_\nu \rangle|^2 \times |M_{0\nu}|^2 \times G^{0\nu}(Z, Q_{\beta\beta}) \quad (3.6)$$

where $G^{0\nu}$ is the phase-space factor that is analytically calculated, depending on Z and proportional in first approximation to the transition energy to the fifth power, $Q_{\beta\beta}^5$ (see $G^{0\nu}$ values in Table 3.1). $M_{0\nu}$ is the nuclear matrix element (NME) of the relevant isotope for which calculations have large theoretical uncertainties². It can be written as :

$$|M_{0\nu}| = |M_{0\nu}^{GT} - \frac{g_V^2}{g_A^2} M_{0\nu}^F| \quad (3.7)$$

²Two methods are used for NME calculations, which are shell model and different types of calculations based on “Quasi Random Phase Approximation” (QRPA).

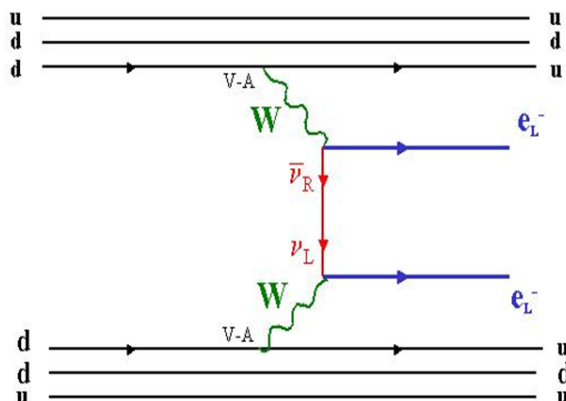


FIG. 3.2 – Neutrinoless double beta decay scheme mediated by the exchange of light Majorana neutrino interacting through the left-handed $V - A$ weak currents.

where $M_{0\nu}^{GT}$ and $M_{0\nu}^F$ are respectively Gamow-Teller and Fermi nuclear matrix elements, and g_V and g_A are vector and axial coupling constants of weak interactions, with $g_V/g_A \sim 0.8$.

The effective neutrino mass $\langle m_\nu \rangle$, also called m_{ee} , is the (1,1) element of the matrix from Eq. 3.3 and is given by Eq. 3.8 :

$$m_{ee} = m_{11} \equiv \langle m_\nu \rangle = \sum_i m_i U_{ei}^2 \quad (3.8)$$

where U_{ei} are coefficients of the MNSP mixing matrix from Eq. 3.5.

This effective mass is very important due to its dependence on mass eigenvalues m_i and its relation to the oscillation parameters, which can give informations on a particular combination of neutrino masses, mixing angles and phases.

Thus, the effective mass is sensitive to the absolute scale of neutrino masses, solar mixing angle θ_{12} and the angle θ_{13} . Moreover, it is the only experimentally practical quantity where the Majorana CP-phases of leptonic violation $\phi_{1,2}$ may appear. It is given by the relation [49] :

$$|\langle m_\nu \rangle| = |\cos^2 \theta_{13} (|m_1| \cos^2 \theta_{12} + |m_2| e^{2i\phi_1} \sin^2 \theta_{12}) + |m_3| e^{2i(\phi_2 - \delta)} \sin^2 \theta_{13}| \quad (3.9)$$

Thus, measurements of the effective neutrino mass should help to conclude on the scheme of neutrino mass scale, which is unknown due to its dependence on the still not yet measured value of the Δm_{23} sign from neutrino oscillation measurements.

Using values of Fig. 3.1 [50] and express $\langle m_\nu \rangle$ in terms of the three unknown quantities (the mass scale, represented by the mass of the lightest neutrino $m_{\nu_{min}}$, and the two Majorana phases), it is useful to distinguish three mass patterns (see Fig. 3.3). With $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations, $\Delta m_{23}^2 \sim 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ and from $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ oscillations, $\Delta m_{12}^2 \sim 8 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$. Relation between $|\langle m_\nu \rangle|$ and $m_{\nu_{min}}$ depends on the mass hierarchy :

- Quasi-degenerate masses (QD) : $m_1 \approx m_2 \approx m_3 \approx m_{\nu_{min}}$ where $m_i^2 \gg \sqrt{|\Delta m_{32}^2|}$ and typically $m_{\nu_{min}} \gtrsim 0.1 \text{ eV}$. Using a conservative value of the cosmological limit $\Sigma m_i = m_1 + m_2 + m_3 \sim 3m_{\nu_{min}} \sim 2.1 \text{ eV}$, it also results $m_{\nu_{min}} \lesssim 0.7 \text{ eV}$; in this case, $0.1 \lesssim |\langle m_\nu \rangle| \gtrsim 0.7 \text{ eV}$

- Inverse hierarchy (IH) : $m_3 \ll m_1 \lesssim m_2$ with $m_{1,2} \approx \sqrt{\Delta m_{32}^2} \sim 0.045$ eV ; it corresponds to $0.01 \lesssim |\langle m_\nu \rangle| \lesssim 0.1$ eV
- Normal hierarchy (NH) : $m_1 \ll m_2 \ll m_3$, with $m_2 \approx \sqrt{\Delta m_{12}^2} \sim 0.009$ eV, $m_3 \approx \sqrt{\Delta m_{23}^2} \sim 0.045$ eV and $m_{\nu_{min}} = m_1$; typically it corresponds to $|\langle m_\nu \rangle| \lesssim 0.020$ eV.

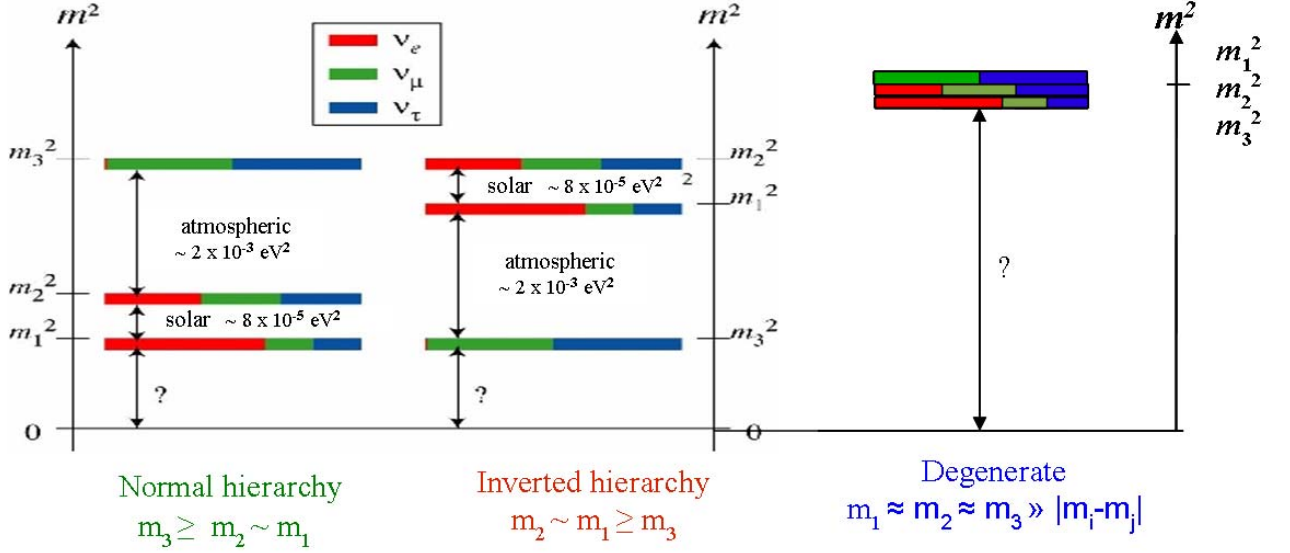


FIG. 3.3 – Neutrino mass and mixing for normal hierarchy, inverted hierarchy and degenerate neutrino case, as indicated by the current data [53].

These cases are summarized in Fig. 3.4 [50], which shows the plot of $\langle m_\nu \rangle$ as a function of the lightest neutrino mass, using the oscillation parameters in Fig. 3.1 with $\theta_{13} = 0$, and allowing for the maximum value of θ_{13} and one σ variations of them. One can clearly see three regions (NH, IH and QD). Thus, determination of the $\langle m_\nu \rangle$ value would allow to distinguish between the different patterns and to determine a range of $m_{\nu_{min}}$.

There are other possibilities for the virtual particle exchange in neutrinoless double beta decay process :

Right-handed $V + A$ weak current interaction mediated by the W_R boson (see Fig. 3.5). Inverse of the period can be written as :

$$\begin{aligned}
 (T_{1/2}^{0\nu})^{-1}(0^+ \rightarrow 0^+) &= C_1 \frac{|\langle m_\nu \rangle|^2}{m_e^2} + C_2 |\langle \lambda \rangle| \frac{|\langle m_\nu \rangle|}{m_e} \cos \psi_1 + C_3 |\langle \eta \rangle| \frac{|\langle m_\nu \rangle|}{m_e} \cos \psi_2 \\
 &+ C_4 |\langle \lambda \rangle|^2 + C_5 |\langle \eta \rangle|^2 + C_6 |\langle \lambda \rangle| |\langle \eta \rangle| \cos(\psi_1 - \psi_2)
 \end{aligned} \quad (3.10)$$

where $\lambda \sim \left(\frac{M_{WL}}{M_{WR}}\right)^2$ is the coupling constant between right-handed leptons and right-handed quarks. In the Eq. 3.10, η is the coupling constant between right-handed leptons and left-handed quarks, depending on the mixing angle between W_L and W_R ; ψ_1 and ψ_2 are phases between m_ν and respectively λ and η ; C_i are functions which contain nuclear matrix elements and phase space factors ; finally m_e is the electron mass.

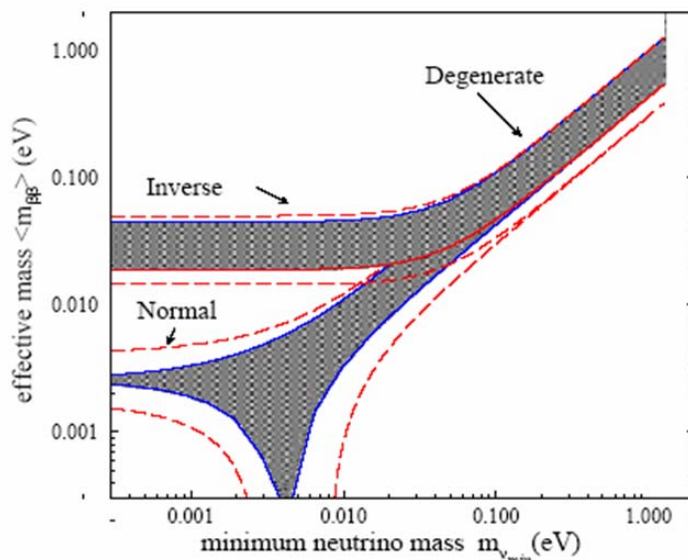


FIG. 3.4 – Effective neutrino mass from $\beta\beta 0\nu$ decay measurements as a function of the lightest neutrino mass using the oscillation results, with indications on the different pattern mass. Depending on the $|\langle m_\nu \rangle|$ value, it should be possible to determine the neutrino mass scale and the right spectrum, corresponding to quasi-degenerate, inverse or normal hierarchies. The shaded region corresponds to the best values of oscillation parameters and $\theta_{13} = 0$. The dashed lines indicate the expanded range corresponding to the 1σ errors of the oscillation parameters and the maximum allowed θ_{13} . Note that the uppermost line is unchanged (within this scale) in this case.

Right-handed weak current interaction between the fundamental states of parent nucleus and daughter nucleus, which can not be distinguished from the exchange of a light neutrino except by the two-electron angular distribution. It is also possible to investigate $\beta\beta 0\nu$ transitions to the 2^+ excited state, which involves a Majorana mass term through the $V + A$ interaction, with a right-handed current interaction at the second vertex.

Another mechanism which may contribute to the $\beta\beta 0\nu$ process is the **emission of a Majoron J** (see Fig. 3.6), the Goldstone boson associated with spontaneous symmetry breaking of lepton number (Majoron appears in theory after B-L global symmetry breaking). Depending on theoretical models one or several Majorons can be emitted during the double beta decay process. Thus, the search for the $\beta\beta J$ process involves a three (or more) body decay spectrum with the Majoron(s) avoiding detection, which imposes additional constraints on the design of a detector. In case of only one Majoron emission the inverse of the period can be written as

$$(T_{1/2}^{0\nu J})^{-1} = |\langle g_M \rangle|^2 \times |M_{0\nu J}|^2 \times G^{0\nu J} \quad (3.11)$$

where $G^{0\nu J}$ is the phase-space factor proportional in first approximation to the transition energy to the fifth power, $Q_{\beta\beta}^5$, and also function of Z ; $M_{0\nu J}$ is the nuclear matrix element and g_M is the coupling constant between neutrinos and Majoron.

Finally, the exchange can be mediated **through R-parity violation in supersymmetric models**. R-parity is associated with the $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$ quantum number where B , L and

S are respectively baryon, lepton and spin numbers. In case of lepton number L violation, neutrinoless double beta decay $\beta\beta 0\nu$ may occur by exchange of supersymmetric particles as gluinos or neutralinos (see Fig. 3.7). Double beta decay is sensitive to SUSY coupling constants (λ'_{111} , $\lambda'_{113}\lambda'_{131}$, ...).

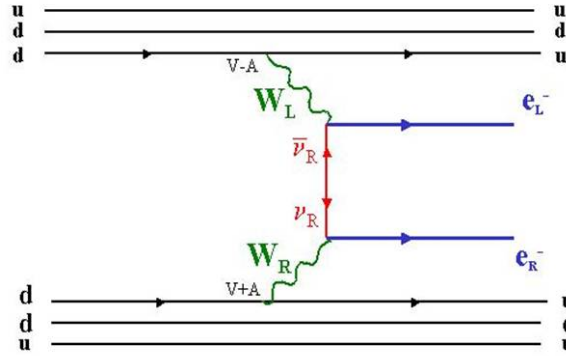


FIG. 3.5 – Neutrinoless double beta decay process involving the exchange of right-handed $V + A$ weak current interaction mediated by the W_R boson.

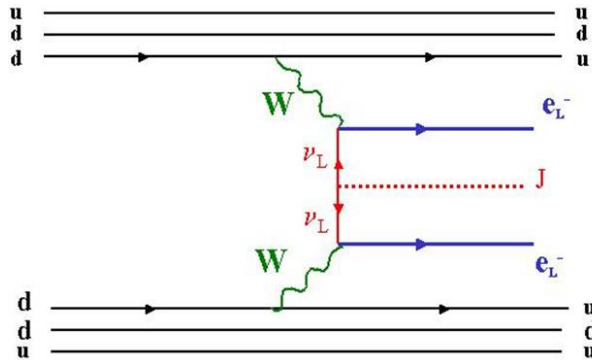


FIG. 3.6 – Neutrinoless double beta decay process involving the exchange of Majoron particle J .

The objective of the NEMO 3 experiment is to investigate all these (hypothetical) decay modes to further understanding of the double beta decay. The NEMO 3 experiment aims to search for the effective Majorana neutrino mass down to a $|\langle m_\nu \rangle|$ level of a few 100 meV. If no such events are observed only a limit is reached on the $\beta\beta 0\nu$ half-life and an upper limit on $\langle m_\nu \rangle$ can be inferred from the relation given in Eq. 3.6.

Given the uncertainty in $|M_{0\nu}|$, a mass limit of 100 meV corresponds to a neutrinoless double beta decay with a half-life limit of the order of 10^{25} years for ^{100}Mo . To improve the sensitivity of a double beta decay experiment it is preferable to study an isotope with a large $Q_{\beta\beta}$, not only to get a larger $G_{0\nu}$, but also to reduce the background in the search for a $\beta\beta 0\nu$ signal.

From the experimental point of view, for an experiment which observes N_s signal events from a mass M (in kg), during a time of exposure t (in years), the period of the $\beta\beta 0\nu$ process (in years)

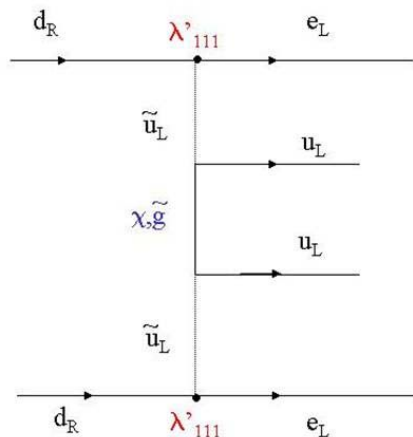


FIG. 3.7 – Neutrinoless double beta decay process involving the exchange of such supersymmetric particles as gluinos or neutralinos and being sensitive to λ'_{111} coupling constant.

is given by the relation 3.12 :

$$T_{1/2}^{0\nu} = \frac{\ln 2 \mathcal{N}}{A} \frac{M \varepsilon t}{N_s} \quad (3.12)$$

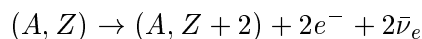
where ε is the detection efficiency of the $\beta\beta 0\nu$ process, and A is the atomic mass of the isotope and \mathcal{N} is Avogadro number.

The sensitivity of the experiment can be calculated in case of observation of no signal events, that means if the number of observed events is equal to the number of expected background events. Thus it is possible to give a lower limit on the period of the $\beta\beta 0\nu$ process in years (see Eq. 3.13) assuming gaussian background :

$$T_{1/2}^{0\nu} (90\% C.L.) > \frac{\ln 2 \mathcal{N} \varepsilon}{1.64 \times A} \sqrt{\frac{M \times t}{R \times N_{bkg}}} \quad (3.13)$$

where R is the detector energy resolution (FWHM) in keV and N_{bkg} is the expected number of background events in counts.keV⁻¹.kg⁻¹.yr⁻¹.

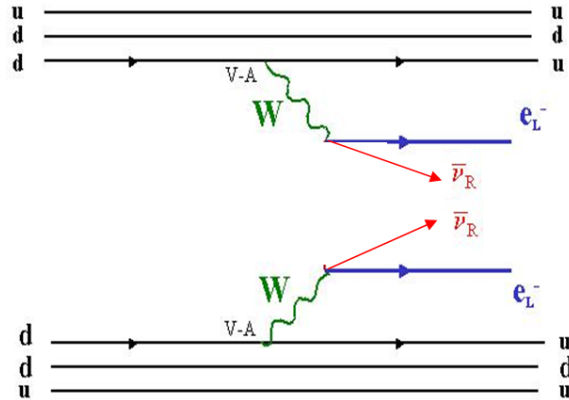
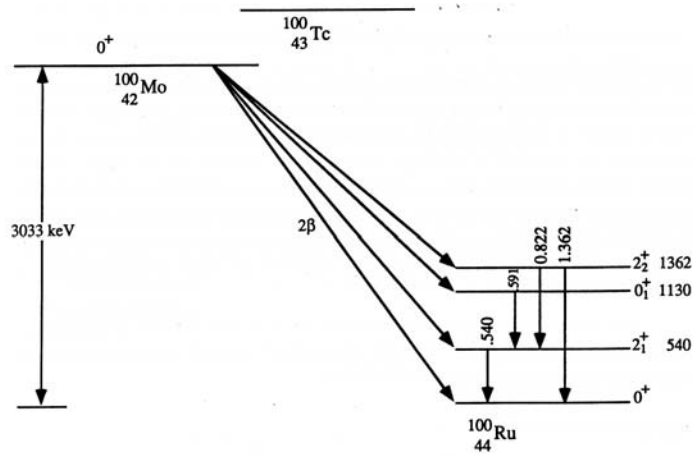
In two-neutrino double beta decays ($\beta\beta 2\nu$), which are the second order weak interactions, nuclei decay by emitting two electrons accompanied by two undetected neutrinos (see Fig. 3.8).



The $\beta\beta 2\nu$ process has already been observed for 10 isotopes : ⁴⁸Ca, ⁷⁶Ge, ⁸²Se, ⁹⁶Zr, ¹⁰⁰Mo, ¹¹⁶Cd, ¹²⁸Te, ¹³⁰Te, ¹⁵⁰Nd and ²³⁸U (see [54] for a review article). Fig. 3.9 shows as an example of the $\beta\beta 2\nu$ decay scheme for ¹⁰⁰Mo nucleus.

The period of $\beta\beta 2\nu$ process, as shown in Eq. 3.14, is related to the phase-space factor $G^{2\nu}$ (see Table 3.1), which is also analytically calculated and, in first approximation, proportional to the transition energy to the eleventh power, $Q_{\beta\beta}^{11}$, and to the associated nuclear matrix element (NME) $|M_{2\nu}|$ of the relevant isotope for which calculations have also theoretical uncertainties.

$$(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} = |M_{2\nu}|^2 \times G^{2\nu}(Z, Q_{\beta\beta}) \quad (3.14)$$

FIG. 3.8 – Two-neutrino double beta decay process $\beta\beta 2\nu$.FIG. 3.9 – $^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$ double beta decay scheme.

Here the Fermi matrix element in NME definition is negligibly small because it does not connect states with different isospin. Although the isospin in nuclei is not conserved exactly, the admixtures of states with “wrong” isospin to the ground state are known to be very small. Thus in the following, $M_{2\nu}^F$ will be neglected when considering the $\beta\beta 2\nu$ decay and $M_{2\nu} = M_{2\nu}^{GT}$ will be used. Measurements of $\beta\beta 2\nu$ periods (greater than a few 10^{18} years) are very useful to obtain experimental values of $M_{2\nu}$, in order to find the best theoretical calculation techniques for two-neutrinos NME. It is also important because zero-neutrino NME calculations could maybe use these experimental two-neutrinos NME values as an input.

Experimental signature of the different $\beta\beta$ modes is the total energy of the two emitted electrons (see Fig. 3.10). $\beta\beta 0\nu$ decay signal should produce a line spectrum at energy $Q_{\beta\beta}$ where as the $\beta\beta 2\nu$ process (yellow in this figure) presents the continuous spectrum with energies between 0 and $Q_{\beta\beta}$. Processes with Majoron particles also present continuous spectrum but with different shapes than $\beta\beta 2\nu$ decay one.

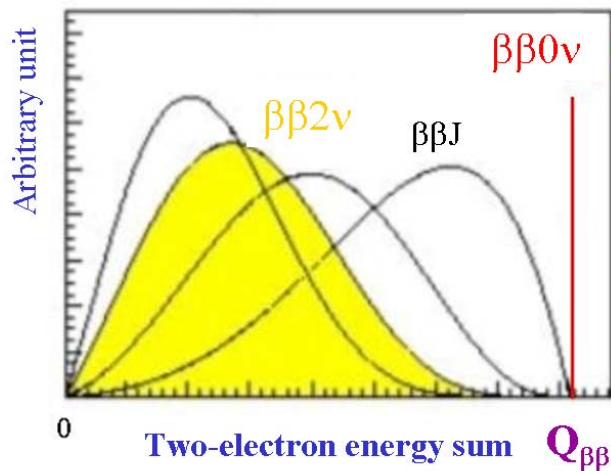


FIG. 3.10 – Total energy sum of the two emitted electron divided by the energy transition $Q_{\beta\beta}$. For $\beta\beta0\nu$ decay in red line is the sum corresponding to a Dirac peak with $Q_{\beta\beta}$ energy; in the case of $\beta\beta2\nu$ decay process, there is a continuous spectrum. Black curves correspond to different hypothesis for Majoron emission.

Table 3.1 presents all double beta decay isotopes ($\beta^-\beta^-$ process), with their $Q_{\beta\beta}$ values [55] and their natural isotopic abundance η . Also are given in this table $\beta\beta0\nu$ and $\beta\beta2\nu$ phase space factors [56], which are called $G^{0\nu}$ and $G^{2\nu}$ as defined in Eq. 3.6 and Eq. 3.14 respectively.

Measurements of a half-life as long as 10^{25} years for $\beta\beta0\nu$ is a challenging proposition. It requires a solid understanding of natural and cosmogenic radioactive backgrounds in the materials from which the detector is made and backgrounds induced by the radioactivity from the walls and atmosphere in the underground laboratory. The NEMO (Neutrino Ettore Majorana Observatory) collaboration started a R&D program in 1988. Two prototypes, NEMO 1 [57] and NEMO 2 [58], were constructed and run to demonstrate the feasibility of the experimental technique. The development of NEMO 3 was begun more than ten years ago [59]. It reflects a more than a 10-fold improvement in the NEMO 2 sensitivity in order to measure double beta decay half-life limits of around 10^{25} yr for the $\beta\beta0\nu$ process, 10^{23} yr for the $\beta\beta J$ process, and 10^{22} yr for the $\beta\beta2\nu$ process.

NEMO 1 was a tracking detector consisting of 64 drift cells operating in Geiger mode. It has been used to study electron tracking down to 100 keV. NEMO 2 has been used to test the calorimeter part and to study backgrounds. It was a tracko-calorimeter detector, with plastic scintillators coupled to low activity photomultiplier tubes (PMTs). Analysis of data and simulated events with electrons, γ -rays and delayed α -particles have been used to measure internal contamination of the source foil in radio-impurities, to study radon deposit on $\beta\beta$ source foil and to measure external neutrons and γ -ray fluxes. Period and angular distributions of $\beta\beta2\nu$ processes were obtained for ^{100}Mo [60], ^{116}Cd [61], ^{82}Se [62] and ^{96}Zr [63]. The experience with the NEMO 2 technical choices were used to design and build the NEMO 3 detector.

3.1.2 General description of the NEMO 3 detector

The philosophy behind NEMO 3 is the direct detection of the two electrons from $\beta\beta$ decay by a tracking device and a calorimeter. The NEMO 3 detector, for which the general layout is shown in Fig. 3.11, is similar in function to the earlier prototype detector, NEMO 2, but has lower radioactivity and is able to accommodate up to 10 kg of double beta decay isotopes.

The NEMO 3 detector is now installed and running in the Fréjus Underground Laboratory (LSM³) in France. It is cylindrical in design and divided into 20 equal sectors, as shown in Fig. 3.12 and Fig. 3.13. The segmentation permits easy access to source foils of the different isotopes. The source foils are 30 – 60 mg/cm² thick and 2.5 m in height and are fixed vertically with a radius of 1.55 m between two concentric cylindrical tracking volumes composed of 6180 open octagonal drift cells. The drift cells are 270 cm long, operating in Geiger mode at 7 mbar above atmospheric pressure, with a partial pressure of 40 mbar of ethyl alcohol in a gas mixture of helium, argon and water⁴. The cells run vertically and three-dimensional tracking is accomplished with the arrival time of the signals on the anode wires and the plasma propagation times to the ends of the drift cells.

The energy and time-of-flight of particles are measured by plastic scintillators surrounding the tracking volume. To further enhance the acceptance, the end-caps (the top and bottom of the detector) are also equipped with scintillators in the spaces between the drift cell layers. This calorimeter is made of 1940 large blocks of scintillators coupled to very low radioactivity 3" or 5" PMTs. The 10 cm thick blocks of scintillator yield a high photon detection efficiency. Fig. 3.14 shows a picture of one sector of the NEMO 3 detector.

A solenoid surrounding the detector produces a 25 Gauss magnetic field parallel to the foil axis, in order to identify the particle charge. Pairs (e^+e^-) are produced in the source foils in the 1 to 10 MeV region by high-energy γ -rays from neutron capture. The curvature measurements also permit an efficient rejection of crossing electron events.

Finally, an external shield, in the form of 20 cm of low radioactivity iron, covers the detector to reduce γ -rays and thermal neutrons. Outside of this iron there is a borated water shield to thermalize fast neutrons and capture thermal neutrons.

In the NEMO 3 detector, electrons, positrons, photons and α -particles can be identified. Thus, the detector is able to detect multi-particle events in the low energy domain of natural radioactivity.

3.1.3 Sources of background

The most significant concern in this double beta decay experiment is the background. The calorimeter measures the energy of the two electrons emitted from a common vertex in the source foil. The energy region of interest for the $\beta\beta 0\nu$ signal is around 3 MeV ($Q_{\beta\beta}({}^{100}\text{Mo}) = 3.034$ MeV and $Q_{\beta\beta}({}^{82}\text{Se}) = 2.995$ MeV [55]). This energy region is shared by some energetic natural radioactivity, which can produce two electrons in the source which mimic $\beta\beta 0\nu$ decays. The key to the success of the experiment is to be able to positively identify these background events with high efficiency.

³Laboratoire Souterrain de Modane

⁴Proportion of 1% of argon and 1500 ppm of water in the mixture was added in December 2002

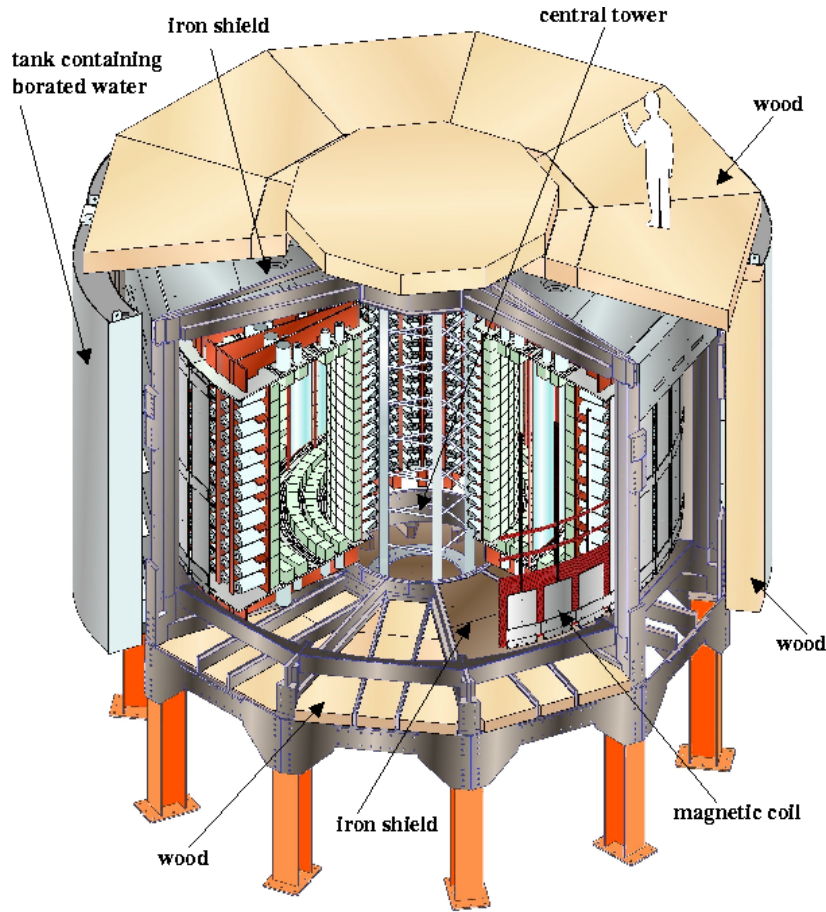


FIG. 3.11 – An exploded view of the NEMO 3 detector. Note the coil, iron γ -ray shield, and the two different types of neutron shields, composed of water tanks and wood. The paraffin shield under the central tower is not shown on the picture.

3.1.3.1 Natural decay chains and other radioactive isotopes

In general, natural radioactivity comes from very long half-life isotopes such as potassium (K), uranium (U) and thorium (Th) and needs to be carefully monitored. The natural decay chain for ^{235}U (actinium series, see Fig. 3.15) is not taken into account, because even though the half-life is 7.04×10^8 yr its natural isotopic abundance is only 0.7%. Thus its decay chain daughter nuclei do not generate enough energy to mimic the $\beta\beta 0\nu$ signal. The energy range of ^{40}K decays is again not a background concern for the $\beta\beta 0\nu$'s signal.

From the natural decay chains of uranium ^{238}U and thorium ^{232}Th series (see Fig. 3.15), only ^{214}Bi and ^{208}Tl are β -decay isotopes with Q_β greater than 3 MeV (with respective Q_β values of 3.270 and 4.992 MeV, and respective half-lives of 19.9 and 3.05 minutes [64]). ^{214}Bi and ^{208}Tl produce γ -rays and electrons that are energetic enough to simulate $\beta\beta 0\nu$ events at 3 MeV (energies and intensities of most important γ -rays from different radioisotopes can be found in Table 3.2). The most energetic γ -rays are from ^{208}Tl (2.615 MeV) for which the branching ratio is 35.6%.

In the Bi-Po process, ^{214}Bi has ^{214}Po as its daughter isotope which emits α -particles with a 164 μs half-life ($Q_\alpha = 7833$ keV, with a branching ratio of 100%). Electronics designed to see delayed tracks for up to 710 μs , that means more than four periods of 164 μs , tag these α -particles in order to measure and reject the ^{214}Bi and ^{222}Rn backgrounds (see Sections 3.2.5.2 and 3.4).

Radon (^{222}Rn , $T_{1/2} = 3.8235$ days) and thoron (^{220}Rn , $T_{1/2} = 55.6$ s), the decay products of ^{226}Ra and ^{228}Ra respectively, are α -decay isotopes. Coming mainly from the rocks and present in varying concentrations in all buildings as well as in free air, the ^{222}Rn and ^{220}Rn are very diffusive rare gases which can enter the detector. Subsequent α -decays of these gases give respectively ^{218}Po ($E_\alpha(^{222}\text{Rn}) = 5489.5$ keV with $I_\alpha = 99.92\%$), which has ^{214}Bi as a daughter, with a half-life of 30 minutes, and ^{216}Po ($E_\alpha(^{220}\text{Rn}) = 6288.1$ keV with $I_\alpha = 99.87\%$) which has ^{208}Tl as a daughter. Both can contaminate the interior of the detector, as explained in Section 3.4.

3.1.3.2 External and internal backgrounds

When describing the background, it is convenient to distinguish between the “internal” and “external” origins. The internal backgrounds come from radioactive contaminants inside the $\beta\beta$ source foil, while external backgrounds come from radioactive contaminants outside the $\beta\beta$ source foils.

The internal background for the $\beta\beta 0\nu$ signal in the 3 MeV region has two origins. The first is the tail of the $\beta\beta 2\nu$ decay distribution of the source, which cannot be separated from the $\beta\beta 0\nu$ signal and the level of overlap depends on the energy resolution of the detector. Thus, this ultimately defines the half-life limits to which $\beta\beta 0\nu$ can be searched for. The second background comes from the β -decays of ^{214}Bi and ^{208}Tl , which are present in the source at some level. They can mimic $\beta\beta$ events by three mechanisms. These are β -decay accompanied by an electron conversion process, Möller scattering of β -decay electrons in the source foil and β -decay emission to an excited state followed by a Compton scattered γ -ray. The last mechanism can be detected as two electron events if the γ -ray is not detected (see Fig. 3.18). Thus, the experiment requires ultra-pure source foils. The maximum levels of impurities in the source have been calculated so as to produce fewer events than the tail of the $\beta\beta 2\nu$ decay gives in the region of interest for $\beta\beta 0\nu$.

The external background is defined as events produced by γ -ray sources located outside the source foils and interacting with them. The interaction of γ -rays in the foils can lead to two electron-like events by e^+e^- pair creation, double Compton scattering or Compton followed by Möller scattering (see Fig. 3.19). One of the main sources of this external radioactivity comes from the PMTs, but there are other sources too, such as cosmic rays, radon and neutrons. To decrease the background, the NEMO 3 detector was placed at a depth of 4800 m water equivalent, where cosmic ray fluxes have been found to be negligible. In the LSM, the flux of residual cosmic muons is $5 \times 10^{-5} \text{ m}^{-2} \times \text{s}^{-1}$ and the flux of fast, epithermal and thermal neutrons is few $10^{-6} \text{ neutrons.cm}^{-2} \times \text{s}^{-1}$ (for neutrons with energy greater than 1 MeV, the measured flux is $1.6 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \times \text{s}^{-1}$). Two shields and a magnetic field suppress the backgrounds from γ -rays and neutrons. The vigorous air ventilation system in the laboratory provides radon levels of $\sim 15 - 20 \text{ Bq/m}^3$. All the materials used in the detector have been selected for their radiopurity properties and in particular, a substantial effort has been made to reduce the contamination of the PMTs with ^{40}K , ^{214}Bi and ^{208}Tl (see Section 3.2.3.3 and Section 3.2.9).

Consequently, in the construction of the NEMO 3 experiment every attempt was made to minimize internal and external backgrounds by purification of the enriched isotopes and by carefully selecting all the detector materials, as described in Section 3.2.9. As it was shown with

the NEMO 2 prototype, the NEMO 3 detector is also able to characterize and measure its own background.

| Transition | $Q_{\beta\beta}$ (keV) | η (%) | $G^{2\nu}$ (yr^{-1}) | $G^{0\nu}$ (yr^{-1}) |
|---|------------------------|------------|---------------------------------|---------------------------------|
| $^{46}\text{Ca} \rightarrow ^{46}\text{Ti}$ | 987 ± 4 | 0.0035 | $1.148 \cdot 10^{-22}$ | $1.397 \cdot 10^{-27}$ |
| $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$ | 4271 ± 4 | 0.187 | $3.968 \cdot 10^{-17}$ | $2.439 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{70}\text{Zn} \rightarrow ^{70}\text{Ge}$ | 1001 ± 3 | 0.62 | $3.155 \cdot 10^{-22}$ | $2.342 \cdot 10^{-27}$ |
| $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$ | 2039.6 ± 0.9 | 7.8 | $1.305 \cdot 10^{-19}$ | $2.445 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{80}\text{Se} \rightarrow ^{80}\text{Kr}$ | 130 ± 9 | 49.8 | $1.220 \cdot 10^{-28}$ | $4.274 \cdot 10^{-29}$ |
| $^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$ | 2995 ± 6 | 9.2 | $4.348 \cdot 10^{-18}$ | $1.079 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$ | 1256 ± 5 | 17.3 | $3.333 \cdot 10^{-21}$ | $6.369 \cdot 10^{-27}$ |
| $^{94}\text{Zr} \rightarrow ^{94}\text{Mo}$ | 1145.3 ± 2.5 | 17.4 | $2.304 \cdot 10^{-21}$ | $6.369 \cdot 10^{-27}$ |
| $^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$ | 3350 ± 3 | 2.8 | $1.927 \cdot 10^{-17}$ | $2.242 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{98}\text{Mo} \rightarrow ^{98}\text{Ru}$ | 112 ± 7 | 24.1 | $9.709 \cdot 10^{-29}$ | $6.711 \cdot 10^{-29}$ |
| $^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$ | 3034 ± 6 | 9.6 | $9.434 \cdot 10^{-18}$ | $1.754 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{104}\text{Ru} \rightarrow ^{104}\text{Pd}$ | 1299 ± 4 | 18.7 | $9.174 \cdot 10^{-21}$ | $1.202 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{110}\text{Cd}$ | 2013 ± 19 | 11.8 | $3.984 \cdot 10^{-19}$ | $5.376 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{114}\text{Cd} \rightarrow ^{114}\text{Sn}$ | 534 ± 4 | 28.7 | $1.443 \cdot 10^{-23}$ | $1.639 \cdot 10^{-27}$ |
| $^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$ | 2802 ± 4 | 7.5 | $8.000 \cdot 10^{-18}$ | $1.894 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{122}\text{Sn} \rightarrow ^{122}\text{Te}$ | 364 ± 4 | 4.56 | $1.047 \cdot 10^{-24}$ | $8.621 \cdot 10^{-28}$ |
| $^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$ | 2288.1 ± 1.6 | 5.64 | $1.686 \cdot 10^{-18}$ | $1.055 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$ | 868 ± 4 | 31.7 | $8.475 \cdot 10^{-22}$ | $6.993 \cdot 10^{-27}$ |
| $^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$ | 2528.8 ± 4 | 33.8 | $4.808 \cdot 10^{-18}$ | $1.698 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{134}\text{Xe} \rightarrow ^{134}\text{Ba}$ | 847 ± 10 | 10.4 | $8.621 \cdot 10^{-22}$ | $7.692 \cdot 10^{-27}$ |
| $^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$ | 2479 ± 8 | 8.9 | $4.831 \cdot 10^{-18}$ | $1.812 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{142}\text{Ce} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$ | 1417.6 ± 2.5 | 11.1 | $7.246 \cdot 10^{-20}$ | $1.812 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{146}\text{Nd} \rightarrow ^{146}\text{Sm}$ | 56 ± 5 | 17.2 | $4.854 \cdot 10^{-30}$ | $1.418 \cdot 10^{-28}$ |
| $^{148}\text{Nd} \rightarrow ^{148}\text{Sm}$ | 1928.3 ± 1.9 | 5.7 | $1.070 \cdot 10^{-18}$ | $1.276 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$ | 3367.1 ± 2.2 | 5.6 | $1.189 \cdot 10^{-16}$ | $8.000 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{104}\text{Gd}$ | 1251.9 ± 1.5 | 22.6 | $4.098 \cdot 10^{-20}$ | $4.202 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{160}\text{Gd} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$ | 1729.5 ± 1.4 | 21.8 | $6.623 \cdot 10^{-19}$ | $1.252 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{170}\text{Gr} \rightarrow ^{170}\text{Yd}$ | 653.9 ± 1.6 | 14.9 | $5.495 \cdot 10^{-22}$ | $1.445 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{176}\text{Yb} \rightarrow ^{176}\text{Hf}$ | 1078.8 ± 2.7 | 12.6 | $3.067 \cdot 10^{-20}$ | $5.714 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{186}\text{W} \rightarrow ^{186}\text{Os}$ | 490.3 ± 2.2 | 28.6 | $1.302 \cdot 10^{-22}$ | $1.439 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{192}\text{Os} \rightarrow ^{192}\text{Pj}$ | 417 ± 4 | 41.0 | $5.051 \cdot 10^{-23}$ | $1.299 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{198}\text{Pt} \rightarrow ^{198}\text{Hg}$ | 1048 ± 4 | 7.2 | $6.135 \cdot 10^{-20}$ | $1.144 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{204}\text{Hg} \rightarrow ^{204}\text{Pb}$ | 416.5 ± 1.9 | 6.9 | $8.130 \cdot 10^{-23}$ | $1.976 \cdot 10^{-26}$ |
| $^{232}\text{Th} \rightarrow ^{232}\text{U}$ | 858 ± 6 | 100 | $5.952 \cdot 10^{-20}$ | $2.519 \cdot 10^{-25}$ |
| $^{238}\text{U} \rightarrow ^{238}\text{Pu}$ | 1145.8 ± 1.7 | 99.275 | $6.803 \cdot 10^{-19}$ | $5.952 \cdot 10^{-25}$ |

TAB. 3.1 – Table of double beta decay isotopes, with $Q_{\beta\beta}$ values, natural isotopic abundance η and phase space factors for $\beta\beta 2\nu$ ($G^{2\nu}$) and $\beta\beta 0\nu$ ($G^{0\nu}$) process respectively.



FIG. 3.12 – View of the NEMO 3 detector in the LSM before the installation of the last sector.

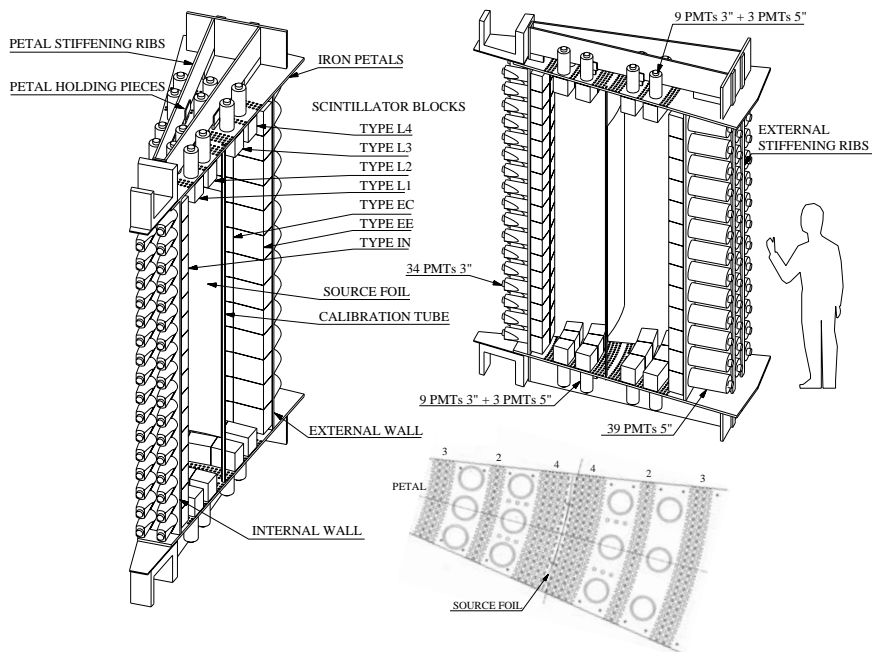


FIG. 3.13 – One sector of NEMO 3 with details on the source foil, scintillator blocks and photomultipliers. The Geiger cells are located between the internal and external walls. L4, L3,... IN identify different shapes of scintillator blocks. A petal (end-cap) is also shown with the “4-2-3” layer configuration for the Geiger cells.



FIG. 3.14 – View of the third sector in the source mounting room just after the installation of the tellurium source.

| | ^{238}U | | | | | ^{232}Th | | | | | ^{235}U | | | | | | | | |
|----|-------------------------------------|-------------------|---------------------------------------|------------------|---------------------|-------------------|---------------------|------------------------------------|------------------|--------------------|-------------------|------------------|--|-------------------------------------|--------------------------------------|--------------------|------------------|------------------|--|
| U | U-238 4.47 10 ⁹ yr | | U-234 2.455 10 ⁵ yr | | | | | | | | | | | U-235 7.04 10 ⁸ yr | | | | | |
| Pa | ↓ | Pa-234m 1.17 m | ↓ | | | | | | | | | | | ↓ | Pa-231 3.27 10 ⁴ yr | | | | |
| Th | Th-234 24.10 d | | Th-230 7.538 10 ⁴ yr | | α ↓ | | | Th-232 14 10 ⁹ yr | | Th-228 1.912 yr | | | | Th-231 25.52 h | | Th-227 18.72 d | | | |
| Ac | | | ↓ | | | | | ↓ | Ac-228 6.15 h | ↓ | | | | ↓ | Ac-227 21.773 yr | ↓ | | | |
| Ra | | | Ra-226 1600 yr | | | | | Ra-228 5.75 yr | | Ra-224 3.66 d | | | | | | Ra-223 11.435 d | | | |
| Fr | | | ↓ | | | | | | | ↓ | | | | | | ↓ | | | |
| Rn | | | Rn-222 3.8235 d | | | | | | | Rn-220 55.6 s | | | | | | Rn-219 3.96 s | | | |
| At | | | ↓ | | | | | | | ↓ | | | | | | ↓ | | | |
| Po | | | Po-218 3.10 m | | Po-214 164.3 μ s | | Po-210 138.376 d | | | Po-216 145 ms | | Po-212 299 ns | | | | Po-215 1.781 ms | | | |
| Bi | | | ↓ | Bi-214 19.9 m | ↓ | Bi-210 5.013 d | ↓ | | | ↓ | Bi-212 60.55 m | ↓ | | | | ↓ | Bi-211 2.14 m | | |
| Pb | | | Pb-214 26.8 m | 0.021% ↓ | Pb-210 22.3 yr | ↓ | Pb-206 stable | | | Pb-212 10.64 h | 3.6% ↓ | Pb-208 stable | | | | Pb-211 36.1 m | ↓ | Pb-207 stable | |
| Tl | | | | Tl-210 1.3 m | | Tl-206 4.199 m | | | | | Tl-208 3.053 m | | | | | | Tl-207 4.77 m | | |

FIG. 3.15 – The three main decay chains of natural radioactivity (uranium, thorium and actinium series). The isotopes in gray produce the main background contribution to the NEMO 3 data (^{222}Rn (radon), ^{220}Rn (thoron), ^{214}Bi and ^{208}Tl) [64].

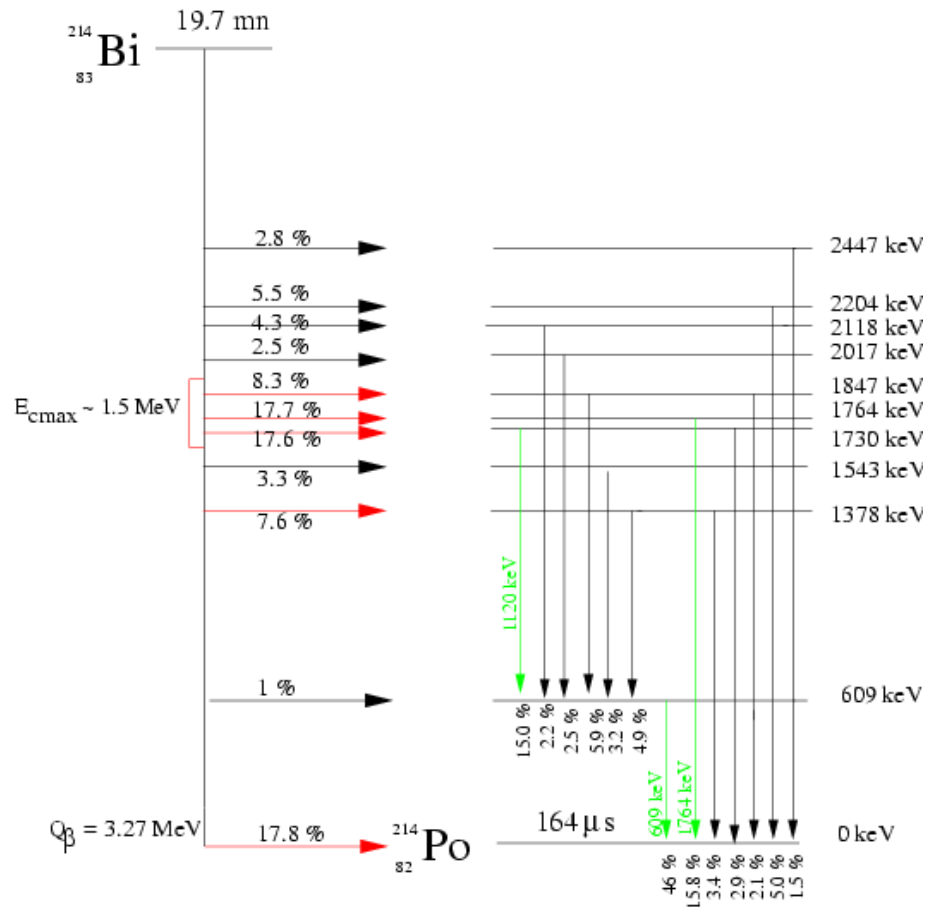


FIG. 3.16 – Decay scheme for ^{214}Bi [64].

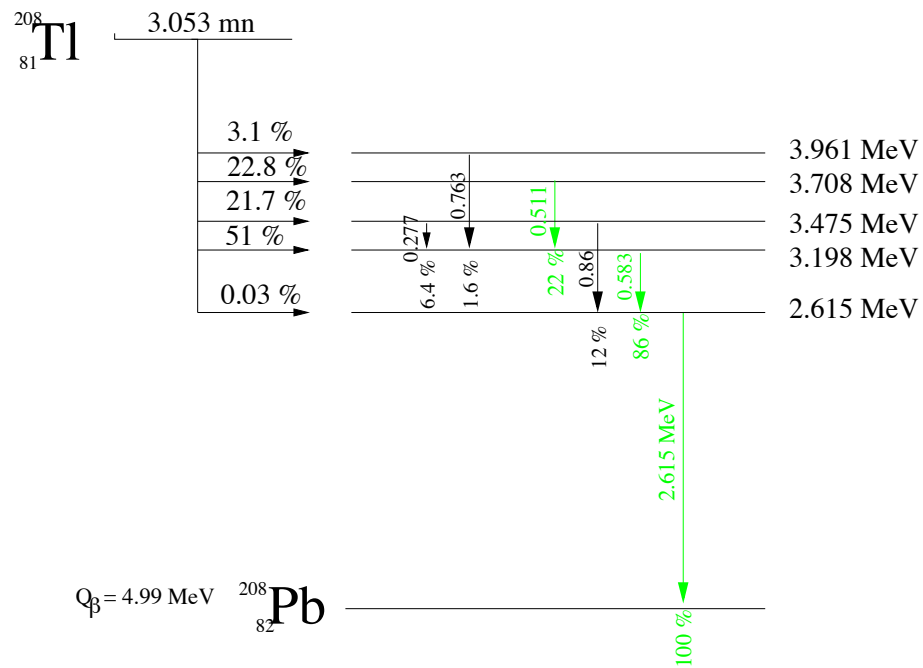


FIG. 3.17 – Decay scheme for ^{208}Tl [64].

| Nuclei | Energy in keV | γ intensity (in %) | Nuclei | Energy in keV | γ intensity (in %) | Nuclei | Energy in keV | γ intensity (in %) |
|--------------------|---------------|---------------------------|-------------------|-----------------|---------------------------|---------------------|---------------|---------------------------|
| ^{238}U | | | ^{232}Th | | | Other radioisotopes | | |
| ^{234}Th | 63.3 | 4.8 | ^{228}Ac | 338.3 | 11.3 | ^{235}U | 143.8 | 11.0 |
| | 92.6 | 5.6 | | 911.2 | 25.8 | | 163.4 | 5.1 |
| ^{234m}Pa | 1001.0 | 0.84 | | 964.8 | 5.0 | | 185.7 | 57.2 |
| ^{226}Ra | 186.2 | 3.6 | | 969.0 | 15.8 | | 205.3 | 5.0 |
| ^{214}Pb | 242.0 | 7.4 | ^{212}Pb | 238.6 | 43.3 | ^{40}K | 1460.8 | 11.0 |
| | 295.2 | 19.3 | ^{212}Bi | 727.3 | 6.6 | ^{60}Co | 1173.2 | 99.97 |
| | 351.9 | 37.6 | ^{208}Tl | 583.191 | 84.5 | | 1332.5 | 99.99 |
| ^{214}Bi | 609.3 | 46.1 | | 2614.533 | 99 | ^{137}Cs | 661.7 | 85.1 |
| | 1120.3 | 15.1 | | | | ^{152}Eu | 121.8 | 28.6 |
| | 1764.5 | 15.4 | | | | | 344.3 | 26.5 |
| | 2204.2 | 5.1 | | | | | 867.4 | 4.245 |
| | | | | | | | 964.1 | 14.6 |
| | | | | | | ^{207}Bi | 569.7 | 97.7 |
| | | | | | | | 1063.7 | 74.5 |

TAB. 3.2 – Main γ -rays used for spectroscopy analysis [65]. Most intensive and energetic rays come from ^{214}Bi and ^{208}Tl , with the most energetic γ -ray for the thallium emitter, at 2615 keV, and nearly 100% in intensity compared to other rays.

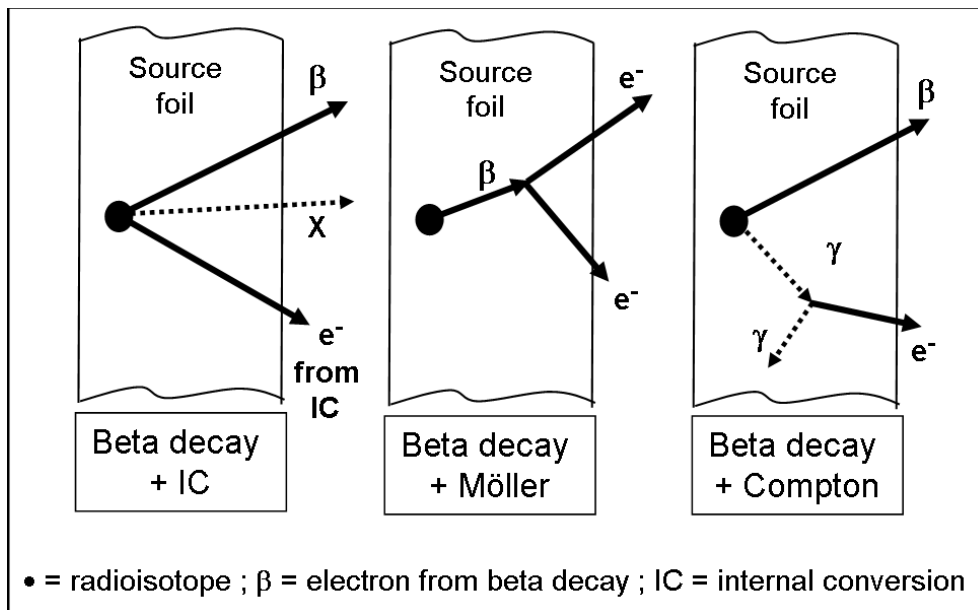


FIG. 3.18 – Internal background production.

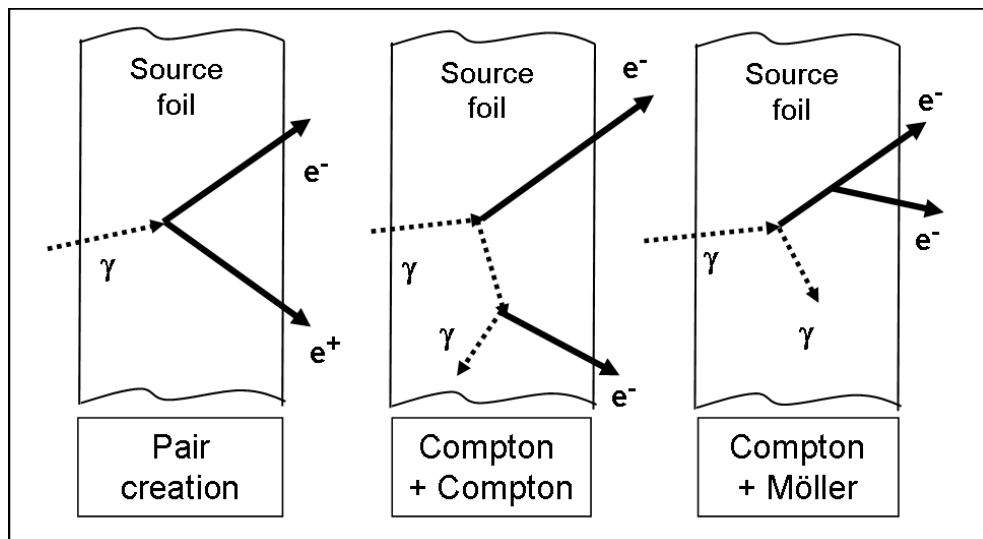


FIG. 3.19 – External background production.

3.2 Technical design of the NEMO 3 detector

In this section, the sources and the different parts of the NEMO 3 detector are described with explanations of the choices made for the realization of the detector, for both materials and geometry. The main findings from this Section are already published in Ref. [66].

3.2.1 Principle of the NEMO 3 realization

As it was explained in the introduction, the NEMO 3 detector is divided into 20 identical sectors, except for the source foil, which is distinct and introduced just before the installation of the sector in a specified position. The principle of the sector construction is described in this section. As it will be shown all the pieces of the detector have been realized in the different laboratories of the NEMO collaboration. Then each sector was assembled at LAL Orsay and the final installation in the LSM (see Section 3.2.8).

3.2.1.1 Assembly of the sectors

The schematic view of one of the NEMO 3 sectors is shown in Fig. 3.13, with the two petals in iron and the two walls in copper, which compose the frame of the sector. The pieces in iron and copper were made in JINR Dubna (see Fig. 3.20) and then transported to LAL for the assembly of each sector by the NEMO group of the SECAP⁵ in the “Hall IN2P3”.



FIG. 3.20 – Test of the assembly as a sector of the first walls and petals realized at JINR Dubna.

In LAL, the first step was the computerized machining at the SRM⁶ of the 2,000 holes needed for passing the Geiger wires in each petal (see Fig. 3.21). Then all the pieces were assembled, marked and finally dismantled for a cleaning operation. It consisted of putting the pieces in a

⁵Service d'Etudes et de Construction d'Appareillages pour la Physique

⁶Service des Réalisations Mécaniques

ultrasonic wash bath, which allowed to remove the grease deposits and machining debris (this operation was realized with LURE⁷ materials). After each step of the construction and before the final assembly of each sector, a measurement of the pieces and machinings was made to check the tolerances.

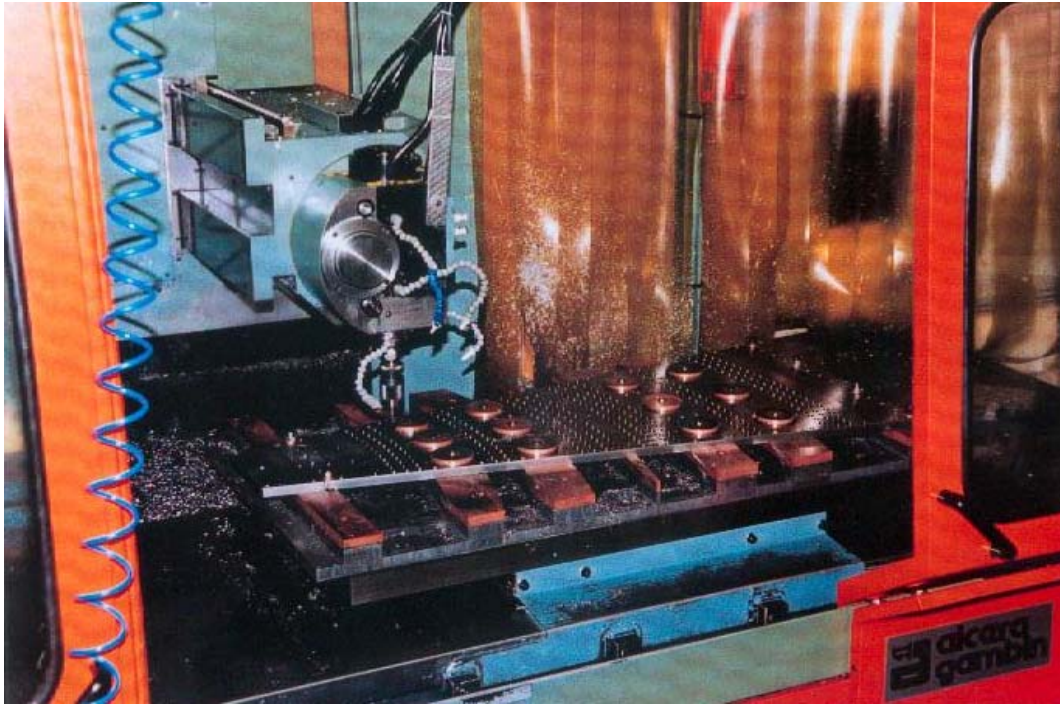


FIG. 3.21 – View of the computerised machining of the 2,000 holes for petal wiring, in the SRM (LAL).

The petals were then sent to IReS (Strasbourg) and the walls sent to CENBG (Bordeaux) for the installation of the light guides and scintillator blocks, which form the calorimeter part of the NEMO 3 sectors (see Section 3.2.3). Note that light guides were manufactured at the SRM and the scintillator blocks were manufactured in JINR for the walls and in Ukraine for the petals.

After tests, the petals and walls with blocks were sent back to LAL, transported to the “Hall IN2P3” (see Fig. 3.22) and screwed and glued together to form the two petals and walls of a sector. where the sector was definitively assembled (screwed and glued). An assembly support was built to ensure the right registration of parts (see Fig. 3.23). After assembly, a glue was used to seal connections and finally the rail for the source foil installation was mounted. Next the sector was transported in a clean room for wiring as well as more tests and gluing as described in Section 3.2.4. Then the sector was transported again to the “Hall IN2P3” for cabling of the tracking detector. During these operations and before its transportation to LSM, the sector was filled with gaseous nitrogen to ensure a clean environment.

Finally the sector was transported to LSM (see Section 3.2.8) in a dedicated frame to the blows of quick vibrations in the truck, which was bought by the LAL for the numerous trips between the laboratory and the LSM. The first sector, used as a prototype, was assembled at

⁷Laboratoire pour l'Utilisation du Rayonnement Electromagnétique



FIG. 3.22 – Picture of portion of the “Hall IN2P3” dedicated to the NEMO 3 sector assembly in LAL.

the beginning of 1997 and allowed to validate the room for the assembly and all the operations. In LAL, the assembly of the 20 sectors was finished at the end of 1999.

A summary of “who did what” is presented in Fig. 3.24.



FIG. 3.23 – Zoom on the assembly support in the “Hall IN2P3”.

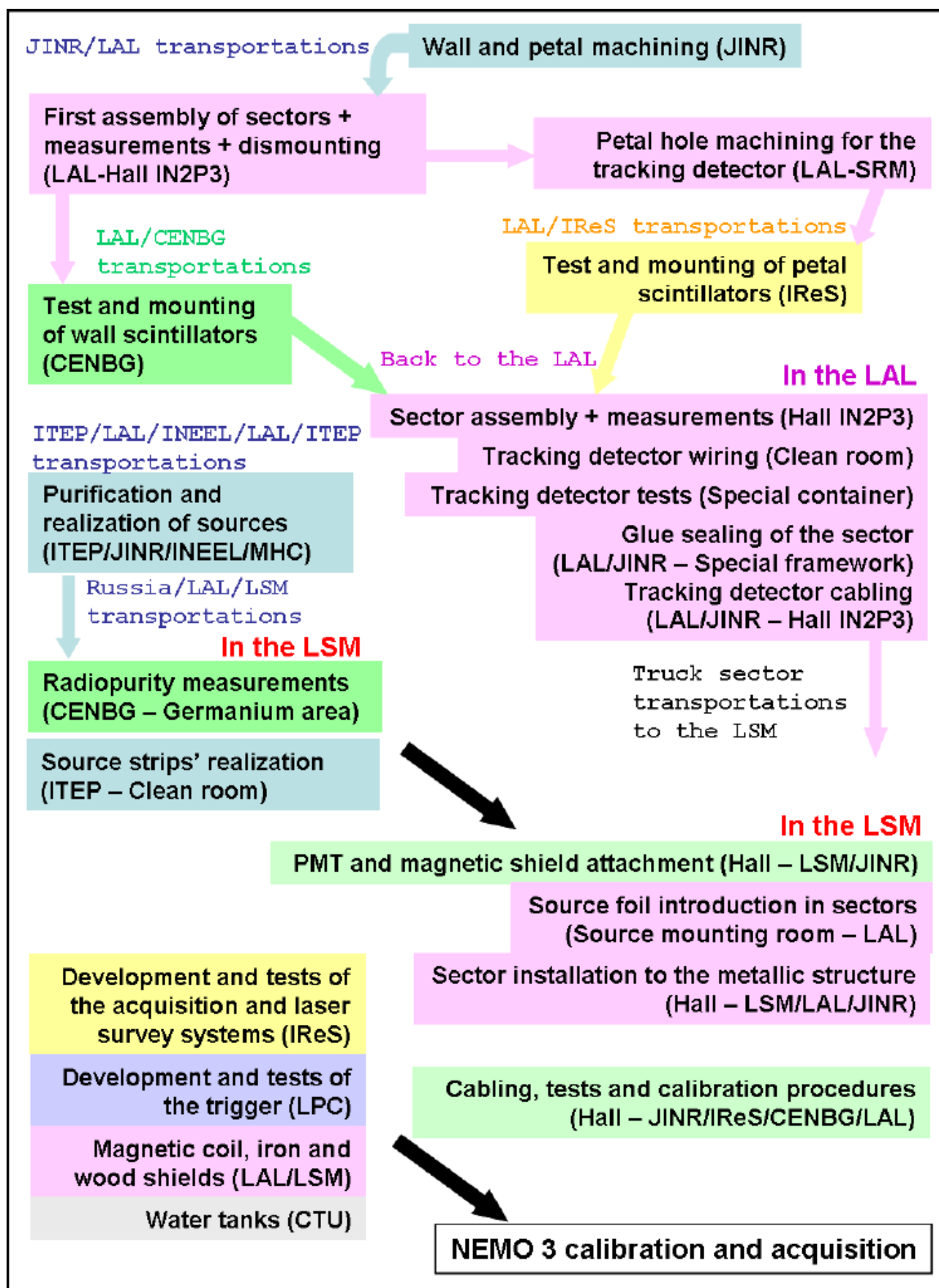


FIG. 3.24 – Tasks of completing one sector in the different laboratories of the NEMO collaboration.

3.2.2 The NEMO 3 isotopic sources

3.2.2.1 Introduction

The primary design feature of the NEMO 3 experiment was to have the detector and the source of the double beta decay independent, unlike the case of the ^{76}Ge experiments. This permits one to study several double beta decay isotopes. A critical point is to be able to confirm an excess of $\beta\beta 0\nu$ events from one isotope with another isotope. It also reduces the dependence of the interpretation of the result on the nuclear matrix elements. Furthermore, a more detailed study of the backgrounds and systematic effects is possible.

The choice of nuclei was affected by several factors. These included the transition energy ($Q_{\beta\beta}$), the phase space factors ($G^{0\nu}$ and $G^{2\nu}$) and nuclear matrix elements ($M_{0\nu}$ and $M_{2\nu}$) of the transitions for $\beta\beta 0\nu$ and $\beta\beta 2\nu$ decays, the background in the energy region surrounding the $Q_{\beta\beta}$ value, the possibility of reducing the radioactivity of the isotope to acceptable levels, and finally the natural isotopic abundance. Basing the choice singularly on $M_{0\nu}$ is not advisable because the calculations are too uncertain. A good criterion for isotope selection is the $Q_{\beta\beta}$ value with respect to backgrounds. As explained in Section 3.1.3, the 2.615 MeV γ -ray produced in the decay of ^{208}Tl is consistently a troublesome source of background and it is important to select $\beta\beta$ candidates with a $Q_{\beta\beta}$ value above this transition or to ensure an ultra high radiopurity level of the $\beta\beta$ candidates for this contaminant. The natural isotopic abundance is another useful criterion because in general the higher the abundance the easier the enrichment process. Typically only isotopic abundances greater than 2% were considered. As shown in Table 3.1, only five nuclei satisfy these two criteria : ^{116}Cd , ^{82}Se , ^{100}Mo , ^{96}Zr and ^{150}Nd . Given this list and the availability of ^{100}Mo , much effort has been focused by the NEMO collaboration on this isotope (it had already been studied by the NEMO 2 prototype [60]). However the focus is not exclusively on ^{100}Mo , in view of the fact that the detector can house several different sources.

There have been improvements in the isotopic enrichment processing in Russia, where all the double beta decay sources were produced. Thus the ^{48}Ca isotope has been added to the list of interesting sources. Note that ^{48}Ca fails to meet the abundance selection criterion but has an impressive $Q_{\beta\beta}$ value ($Q_{\beta\beta} = 4272.0$ keV). Finally, ^{130}Te has been added for $\beta\beta 2\nu$ studies. Historically, ^{130}Te has had two different geochemical half-life measurements [67, 68], which are inconsistent with each other and a reliable one is sought here. Double beta decay isotopes used in NEMO 3 are summarized in Table 3.3.

| Transition | $Q_{\beta\beta}$ (keV) | Abundance(%) |
|---|------------------------|--------------|
| $^{130}\text{Te} \rightarrow ^{136}\text{Xe}$ | 2528.8 ± 2.1 | 33.8 |
| $^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$ | 2804.7 ± 4.2 | 7.5 |
| $^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$ | 2995.2 ± 3.3 | 9.2 |
| $^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$ | 3034.8 ± 6.3 | 9.6 |
| $^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$ | 3350.0 ± 3.5 | 2.8 |
| $^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$ | 3367.1 ± 4.9 | 5.6 |
| $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$ | 4272.0 ± 4.1 | 0.187 |

TAB. 3.3 – Double beta decay isotopes used in the NEMO 3 detector. Except for ^{130}Te , all $Q_{\beta\beta}$ values are greater than the ^{208}Tl 2.615 MeV γ -ray which is the most energetic γ -ray of natural radioactivity and producing background events.

A description of the current configuration of the 20 sectors of NEMO 3 is given in Table 3.3. To study the $\beta\beta 0\nu$ processes 6914 g of ^{100}Mo and 932 g of ^{82}Se are housed in twelve and two and a third sectors, respectively. The objective here is to reach a sensitivity for the effective neutrino mass of the order of 0.1 eV. Several other $\beta\beta$ decay isotopes in smaller quantities have been introduced to study the $\beta\beta 2\nu$ processes which will complement the very detailed studies provided by the ^{100}Mo and ^{82}Se on angular distributions and single electron energy spectra. This second tier of isotope samples consists of 454 g of ^{130}Te (2 sectors), 405 g of ^{116}Cd (1 sector), 37 g of ^{150}Nd , 9 g of ^{96}Zr and 7 g of ^{48}Ca . Finally, source foils with high levels of radiopurity, so they are effectively void of internal backgrounds, will measure the external background in the experiment. This not only accounts for the presence of 621 g of copper but also a very pure oxide of natural tellurium, which permits one to study the background near 3 MeV. This natural tellurium also allows an investigation of the $\beta\beta 2\nu$ because the natural abundance of isotope 130 for tellurium is 33.8%, which gives 166 g of ^{130}Te .

For each sector, a source frame was constructed on which seven strips were placed. The mean length of the strips is 2480 mm with a width of 63 mm if they are on the edges of the frame or 65 mm for the five strips in the middle of the frame. All the strips were attached to the frames in a clean room at the LSM where they were then introduced into the sectors. The so-called “NEMO 3 camembert” depicts the distribution of the sources in the 20 sectors, Fig. 3.25.

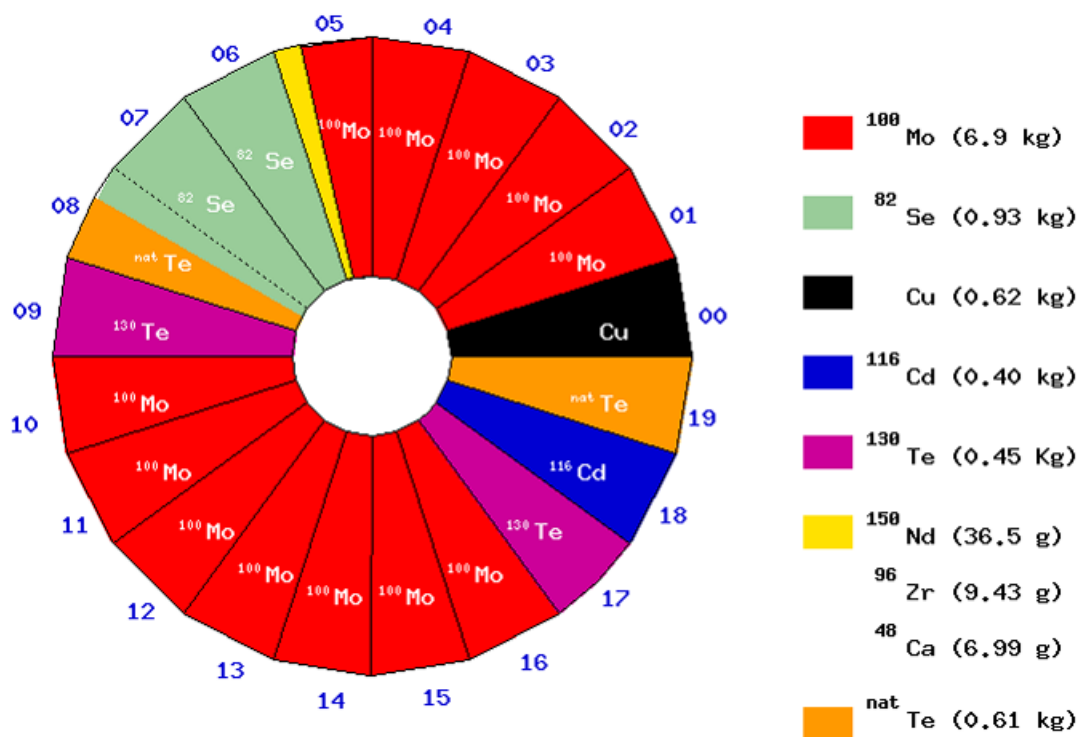


FIG. 3.25 – The source distribution in the 20 sectors of NEMO 3.

The thickness of the source foils was chosen to take into account the energy resolution, which is fixed by the calorimeter design. Monte-Carlo simulations have shown that the detector efficiency for the $\beta\beta 0\nu$ process is not compromised as long as the surface densities of the foils do not exceed

60 mg/cm². As a consequence the source foils have surface densities between 30 and 60 mg/cm², which means a thickness lower than 60 μm for the metallic foils (density of ~ 10 g/cm³) and lower than 300 μm for composite foils (density of ~ 2 g/cm³).

As indicated above, NEMO 3 sources are metallic or composite. Cadmium, copper and a fraction of the molybdenum foils are metallic sources. Composite foils are a mixture of source powder and organic glue. For the ¹⁰⁰Mo 64% are in the form of composite strips. The selenium, tellurium, zirconium, neodymium and calcium foils are all composite foils.

For composite foils, the glue is made from water and some percentage of PVA (polyvinyl alcohol). This mixture is laid down on a Mylar sheet and then covered by another sheet forming a sandwich-like structure. These sheets are often referred to as backing films, which provide mechanical rigidity. The Mylar sheets have undergone a special processing in which a large number of microscopic holes (around 0.4 μm in diameter) have been created to insure a good bond with the glue. There are three types of backing film used in the experiment. Type 1 has a thickness of 18 μm and around 7×10^7 holes/cm². Type 2 has a thickness of 19 μm and around 2×10^7 holes/cm². Type 3, which is 23 μm thick, has around 7×10^7 holes/cm². The holes were made first by irradiating the Mylar at JINR with a ⁸⁴Kr ion beam of 3 MeV/nucleon and a total beam intensity on target of respectively 2.4×10^{10} ions/s (for Type 2) and 8.4×10^{10} ions/s (for Type 1 and Type 3 backing films). For each point on the Mylar surface, 3.6×10^9 ions and 1.3×10^{10} ions were incident during an exposure time of 0.15 s corresponding to ion track densities in the film of 2×10^7 and 7×10^7 holes/cm² respectively. The next step in preparing the film was chemically etching it with NaOH (5 M) at 70° C, then the film was washed with water and 1% CH₃COOH (acetic acid) and finally dried with hot air. All the products (Mylar, water, acid...) used to process the backing film have been selected for their radiopurity with High Purity Germanium (HPGe) detector measured at the LSM (the HPGe detectors are from Canberra Mesures Company). The characteristics of all the source foils' strips in the 20 sectors are summarized in Tables 3.4 and 3.5.

3.2.2.2 Radiopurity of the sources with respect to ²¹⁴Bi and ²⁰⁸Tl

As presented in Section 3.1.3, the presence of impurities in the source foils may give rise to two-electron events which mimic ββ decay and produce background events in the region of the ββ0ν signal. These impurities have been sufficiently reduced that given the energy resolution of the calorimeter, the ultimate background for the ββ0ν signal is the tail of the ββ2ν decay distribution. This is why acceptable levels of ²¹⁴Bi and ²⁰⁸Tl in the foils depends on the number of ββ2ν events in the region 2.8 to 3.2 MeV. For 10 kg of ¹⁰⁰Mo ($Q_{\beta\beta} = 3.035$ MeV)⁸, one background event/yr is expected from the ββ2ν process above 2.8 MeV, corresponding to the ββ2ν period of ¹⁰⁰Mo of 0.95×10^{19} years as measured with the NEMO 2 detector [60]. As a consequence, the maximum levels of ²¹⁴Bi and ²⁰⁸Tl contaminations in the Mo source have been calculated to ensure that ²¹⁴Bi and ²⁰⁸Tl should yield less than 0.4 background events/yr above 2.8 MeV for 10 kg of ¹⁰⁰Mo, ensuring that ββ2ν process is the limiting background, with 1 background event/yr expected above 2.8 MeV. The associated allowed limits for ²¹⁴Bi and ²⁰⁸Tl contaminations are thus :

$$A_{(100\text{Mo})}({}^{214}\text{Bi}) < 0.3 \text{ mBq/kg} \quad (3.15)$$

$$A_{(100\text{Mo})}({}^{208}\text{Tl}) < 0.02 \text{ mBq/kg} \quad (3.16)$$

⁸Monte-Carlo simulations were done initially with the 10 kg maximal allowed mass of ¹⁰⁰Mo in the NEMO 3 detector

| Sector | Source strips | η (%) | M_1 (g) | M_2 (g) | M_3 (g) | |
|-------------------|---|----------------------------|-----------|-----------|------------------------------|-------------------------|
| 00 | 7 of ^{nat} Cu (M) | / | 620.8 | 620.8 | 620.8 ^{nat} Cu | |
| 01 | 5 of ^{enr} Mo (M) | 95.14 | 424.21 | 423.22 | 401.76 ¹⁰⁰ Mo | |
| | 2 of ^{enr} Mo (C) | 95.14 | 176.22 | 145.08 | 137.72 ¹⁰⁰ Mo | |
| 02 | 7 of ^{enr} Mo (M) | 1 and 2 : 96.81 | 186.44 | 186.06 | 179.76 ¹⁰⁰ Mo | |
| | | 3 to 7 : 98.51 | 434.88 | 434.40 | 426.94 ¹⁰⁰ Mo | |
| 03 | 7 of ^{enr} Mo (M) | 98.90 | 697.32 | 696.47 | 686.29 ¹⁰⁰ Mo | |
| 04 | 7 of ^{enr} Mo (M) | 97.90 | 614.63 | 614.14 | 600.05 ¹⁰⁰ Mo | |
| 05 | 2 of ^{enr} Mo (M) | 1 and 2 : 98.20 | 188.27 | 187.89 | 184.14 ¹⁰⁰ Mo | |
| | | 3 of ^{enr} Mo (C) | 3 : 96.66 | 109.22 | 90.07 | 86.89 ¹⁰⁰ Mo |
| | | | 4 : 98.20 | 108.76 | 90.16 | 88.34 ¹⁰⁰ Mo |
| | | | 5 : 95.80 | 87.00 | 70.85 | 67.73 ¹⁰⁰ Mo |
| | 1 of ^{enr} Nd ₂ O ₃ (C) | 6 : 91.0 | 56.68 | 40.18 | 36.55 ¹⁵⁰ Nd | |
| | 1/2 of ^{enr} ZrO ₂ (C) (2 parts) | 57.3 | 11.57 | 7.15 | ITEP : 4.10 ⁹⁶ Zr | |
| | | 57.3 | 14.94 | 9.27 | INR : 5.31 ⁹⁶ Zr | |
| | 1/4 of ^{enr} CaF ₂ (C) | 73.1 | 18.516 | 9.572 | 6.997 ⁴⁸ Ca | |
| 1/4 of back. film | | | | | | |
| 06 | 7 of ^{enr} Se (C) | 97.02 | 455.67 | 385.31 | 373.80 ⁸² Se | |
| 07 | 7 of ^{enr} Se (C) | 96.82 | 535.04 | 460.65 | 446.03 ⁸² Se | |
| 08 | 2 of ^{enr} Se (C) | 1 : 96.95 | 73.58 | 63.24 | 61.31 ⁸² Se | |
| | | 2 : 97.02 | 62.78 | 52.82 | 51.25 ⁸² Se | |
| | 5 of ^{nat} TeO ₂ (C) | 3 to 7 : 33.8 | 346.44 | 189.19 | 63.94 ¹³⁰ Te | |
| 09 | 7 of ^{enr} TeO ₂ (C) | 89.4 | 380.86 | 255.77 | 228.61 ¹³⁰ Te | |

TAB. 3.4 – Characteristics of the source strips for each of the NEMO 3 sectors 00-09 : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample ; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the relevant $\beta\beta$ decay isotope in the foils. In this table, (M) and (C) identify the metallic and composite foil.

For ⁸²Se the $T_{1/2}^{2\nu}$ is 10 times longer than for ¹⁰⁰Mo (0.83×10^{20} years as measured with the NEMO 2 detector [62]), however the available mass of this isotope is only 1 kg. Similarly, simulations have given the maximum levels of contamination for ²¹⁴Bi and ²⁰⁸Tl in a 1 kg Se source foil :

$$A_{(s_2Se)}(^{214}Bi) < 0.7 \text{ mBq/kg} \quad (3.17)$$

$$A_{(s_2Se)}(^{208}Tl) < 0.05 \text{ mBq/kg} \quad (3.18)$$

No specific limits for activities of these contaminants were required for the other isotopes. Given the low mass of these isotopes, the $\beta\beta 0\nu$ limits obtained are not expected to be as competitive with the Mo and Se sources.

| Sector | Source | η (%) | M_1 (g) | M_2 (g) | M_3 (g) |
|--------|-------------------------------|--------------------|-----------|-----------|--------------------------|
| 10 | 7 of ^{enr}Mo (C) | 1 and 2 : 95.14 | 205.9 | 170.14 | 161.51 ^{100}Mo |
| | | 3 to 6 : 96.66 | 414.68 | 339.94 | 327.92 ^{100}Mo |
| | | 7 : 96.32 | 102.91 | 84.73 | 81.45 ^{100}Mo |
| 11 | 7 of ^{enr}Mo (C) | 5 : 95.14 | 107.88 | 89.44 | 84.92 ^{100}Mo |
| | | others : 96.66 | 614.12 | 503.73 | 485.93 ^{100}Mo |
| 12 | 7 of ^{enr}Mo (C) | 95.14 | 728.25 | 601.59 | 571.89 ^{100}Mo |
| 13 | 7 of ^{enr}Mo (C) | 2 and 4 : 98.95 | 213.73 | 177.74 | 175.46 ^{100}Mo |
| | | others : 96.20 | 508.93 | 420.9 | 404.1 ^{100}Mo |
| 14 | 7 of ^{enr}Mo (C) | 98.95 | 735.11 | 608.07 | 601.00 ^{100}Mo |
| 15 | 7 of ^{enr}Mo (C) | 96.20 | 753.85 | 627.59 | 602.62 ^{100}Mo |
| 16 | 7 of ^{enr}Mo (C) | 1, 2, 4, 7 : 95.14 | 391.64 | 318.97 | 302.79 ^{100}Mo |
| | | 3 and 5 : 96.20 | 217.74 | 181.23 | 174.0 ^{100}Mo |
| | | 6 : 95.30 | 102.35 | 84.49 | 80.34 ^{100}Mo |
| 17 | 7 of $^{enr}\text{TeO}_2$ (C) | 89.4 | 375.52 | 252.01 | 225.29 ^{130}Te |
| 18 | 7 of ^{enr}Cd (M) | 93.2 | 491.18 | 434.42 | 404.89 ^{116}Cd |
| 19 | 7 of $^{nat}\text{TeO}_2$ (C) | 33.8 | 547.18 | 301.89 | 102.04 ^{130}Te |

TAB. 3.5 – Characteristics of the source strips for each of the NEMO 3 sectors 10-19 : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample ; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils. In this table, (M) and (C) are written respectively for metallic and composite foil.

3.2.2.3 Production and enrichment of molybdenum

The isotopic abundance of ^{100}Mo is 9.6% in ^{nat}Mo . Using enrichment processes in Russia under the control of ITEP, Mo samples with levels of $95.14 \pm 0.05\%$ to $98.95 \pm 0.05\%$ ^{100}Mo were produced having a total mass of 10 kg.

The enrichment process involved the production of MoF_6 gas from natural Mo. This gas was then centrifuged to isolate the heavier Mo isotope such as ^{100}Mo . The next step was an oxidation-reduction reaction on the enriched $^{100}\text{MoF}_6$ gas which yields $^{100}\text{MoO}_3$ and finally ^{100}Mo metallic powder.

Radioactivity measurements of this enriched Mo powder have shown that the enrichment process must be complemented with a purification process, more specifically thorium extraction. However the best measurements obtained with the HPGe spectrometer ($\sim (1 - 8)$ mBq/kg for ^{214}Bi and $\sim (0.4 - 2)$ mBq/kg for ^{208}Tl) did not satisfy the specific requirements for NEMO 3 given in Eq. 3.15 and Eq. 3.16. To reach these levels, the collaboration decided to investigate two different purification methods in parallel : a physical process and a chemical process. The methods were refined using samples of natural molybdenum. HPGe measurements were made before and after processing to identify improvements in the purification processes (see Section 3.2.9).

3.2.2.4 Physical purification of the enriched Mo powder and metallic strip fabrication

Enriched Mo powder was used directly to both purify and produce metallic foils. This purification process, developed by ITEP, involved transforming the powder into an ultrapure monocrystal with a mass of around 1 kg.

The powder was first pressed to obtain a solid Mo sample. Then the Mo was locally melted in a vacuum with an electron beam and a monocrystal was drawn from the liquid portion. Impurities coming from natural radioactivity decay chains made a migration towards the crystal extremities, because these are more soluble in the melting zone than molybdenum. Finally, cutting the skin of impurities off the crystal and repeating the process, one obtained a very pure sample, from which an enriched purified Mo monocrystal could be grown, with a 20 mm diameter and a 200 to 500 mm length.

“Short” metallic strips, which were between 44 and 63 μm thick and between 64 and 1445 mm long, were fabricated from the cut monocrystal by heating and rolling it in a vacuum to avoid pollution. The next step was to trim the edges to obtain short strips 63 to 65 mm wide. Wastes from each step could be recycled, either by the physical or chemical method. The whole process is presented in Fig. 3.26.

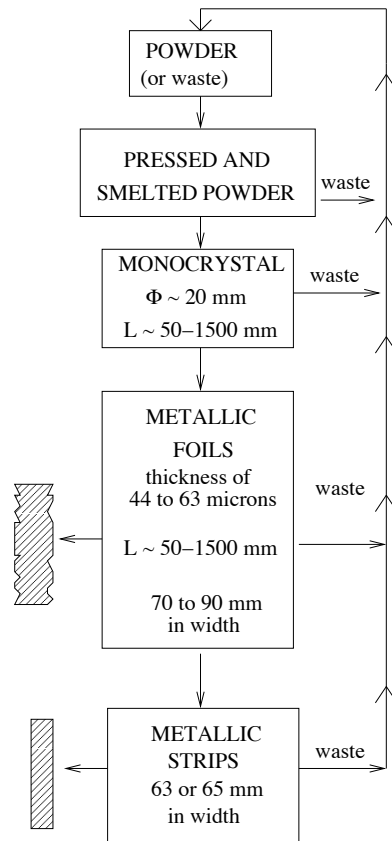


FIG. 3.26 – Schematic of Mo powder physical purification by monocrystal growth to obtain metallic strips.

After the radioactivity measurements (see Table 3.37 in Section 3.2.9 for the four sendings to LSM, respectively called “metallic 1” to “metallic 4”), which all present only upper limits for ^{214}Bi activity (0.68 to 0.37 mBq/kg) and ^{208}Tl activity (0.17 to 0.11 mBq/kg), three to five short strips were attached end-to-end in the clean room at the LSM to create a NEMO 3 strip with a mean length of around 2480 mm (see Fig. 3.27 for the definitions of the lengths). Seven of these NEMO 3 strips were installed in a frame to produce a source foil for one sector.

Introduction of source foils in sectors is described in Section 3.2.8. Metallic Mo strips were placed in sectors 02, 03 and 04. There are also five additional strips in sector 01 and two strips in sector 05, which give a combined mass of (2479 ± 5) g of ^{100}Mo .

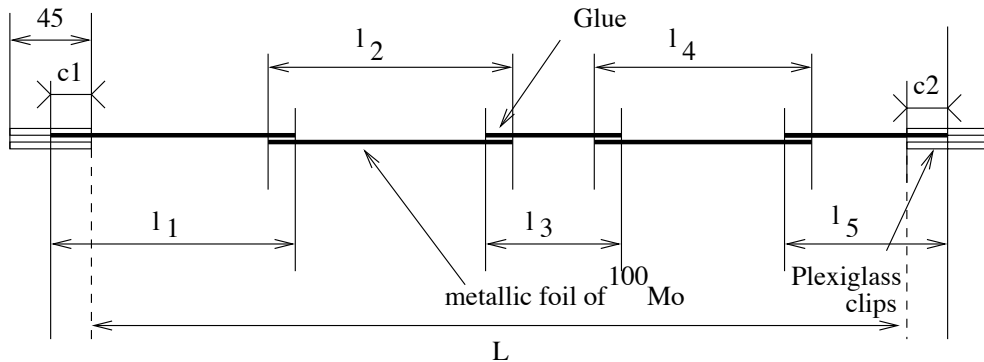


FIG. 3.27 – Principle of metallic strip assembly for ^{100}Mo , with Araldite AW106/Hardener HV953U glue.

3.2.2.5 Chemical purification of the enriched Mo powder and fabrication of composite strips

The chemical purification process also started with the metallic powder. The focus of this method was to remove long lived radioactive isotopes of the ^{238}U and ^{232}Th decay chains while filling Ra sites with Ba by spiking the sample during the processing. It is important to remove from the source sample all long lived naturally occurring radioactive isotopes. These ones are U, Th and Ra (see Fig 3.15). This is in order to avoid the background coming from the decay of the short lived daughter products ^{214}Bi (from ^{226}Ra with half-life of 1600 yr) and ^{208}Tl (from ^{232}Th and ^{228}Th , and from ^{228}Ra with half-life of 5.75 yr). The process takes advantage of an equilibrium break in the ^{238}U and ^{232}Th decay chains, which can selectively transform these chains to non-equilibrium states in which only short lifetime daughters exist.

The purification process was carried out in a class 100 clean room at INL [69]. It is described in Fig. 3.28. A solution containing the enriched Mo metal powder, ultra pure H_2O , Quartz Distilled (Q.D.) HNO_3 , and a very small sample of very pure $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ (a salt nearly Ra-free) was heated until the Mo dissolved. Then the acid strength was increased and the volume was reduced by heating until Mo precipitates as MoO_3 . The baryum salt was added to block sites on the MoO_3 as it precipitated that would otherwise carry Ra. A view of the purification system is given in Fig. 3.29. The MoO_3 slurry was filtered to separate the Mo from the impurity radioisotopes, as most of the impurities are acid soluble. The resulting filter cake was then washed, dried, inserted into a quartz-lined tube furnace and heated. The first step involved He at 200°C which was needed to further dry the MoO_3 , a second step with H_2 with successively higher temperatures

permitted the reduction of the MoO_3 to purified metal powder. This powder typically contained less than 2% O_2 .

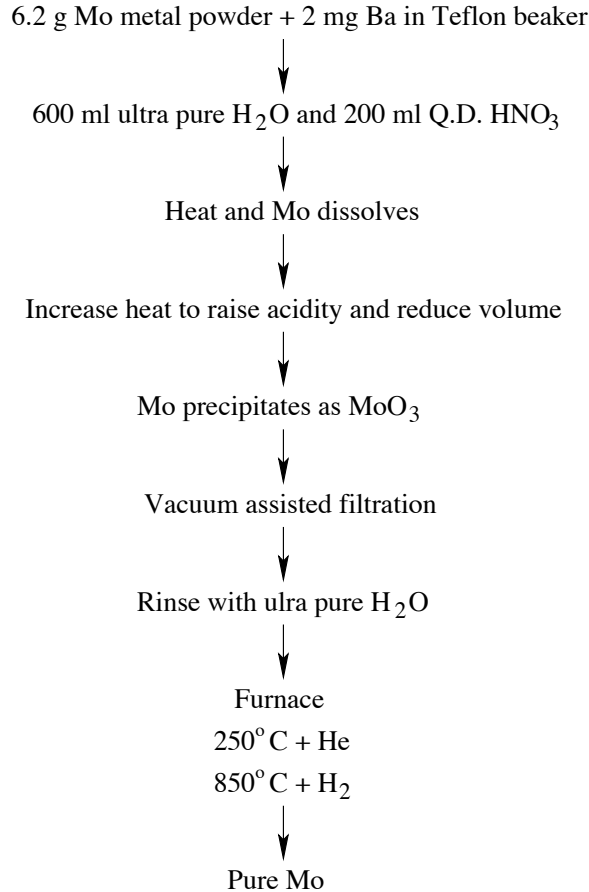


FIG. 3.28 – Flow chart of ^{100}Mo chemical purification.

Radioactivity measurements of the purified enriched Mo powder samples were made with HPGe spectroscopy in the LSM for the five batches (1, 2, 3-1, 3-2, 4). Results are given in Table 3.38 of Section 3.2.9 and present only upper limits for ^{214}Bi activity (0.3 to 0.2 mBq/kg) and ^{208}Tl activity (0.17 to 0.05 mBq/kg), except for batch 4 ($^{214}\text{Bi} = 1.0 \pm 0.3$ mBq/kg)⁹. The best limits, $A(^{214}\text{Bi}) < 0.2$ mBq/kg and $A(^{208}\text{Tl}) < 0.05$ mBq/kg, were the achievable levels for the HPGe detectors. The required limit on ^{214}Bi (Eq. 3.15) was directly measurable. The task of measuring the required limit for ^{208}Tl (Eq. 3.16) was beyond the practical measuring limits of the HPGe detectors in the LSM. However, the chemical extraction factors (see Table 3.6 for K, U, Th and Ra contaminants) defined as the ratio of contamination before and after purification were measured for natural and enriched Mo [69]. This study implied by Ra extraction limits and indirectly inferred by measurable quantities of ^{235}U in the enriched Mo samples, showed that there was strong evidence that the ^{208}Tl contamination would be below the NEMO 3 design

⁹Note that this small ^{214}Bi contamination value (3σ effect), which was measured for batch 4, was not shown after composite strip realization. Thus radon pollution of HPGe detector can not be excluded for batch 4 measurement, even if precautionary measures were taken to avoid such a pollution.



FIG. 3.29 – View of the chemical purification system for ^{100}Mo (INL, Idaho, USA).

criteria. Ultimately, the NEMO 3 detector now produces measurements of this activity (see Section 3.4.1.1).

| Isotope | $^{nat}\text{Mo}_{\text{purified}}$ | $^{enr}\text{Mo}_{\text{purified}}$ |
|-------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|
| ^{40}K | > 80 | > 21 |
| ^{238}U | 100 ± 30 | > 16 |
| ^{235}U | 140 ± 20 | 80 ± 30 |
| ^{228}Th | > 95 | > 8 |
| ^{226}Ra | > 39 | > 12 |
| ^{228}Ra | > 34 | > 2 |

TAB. 3.6 – Reduction factors of contaminant content measured after purification from chemical processing for both natural Mo and enriched Mo.

The chemically purified ^{100}Mo was used to make composite foils in the method previously discussed. There were two types of backing film used, Type 1 for sector 01 and Type 2 for sectors 05 and 10 through 16.

To produce the composite strips, the first step involved sieving the powder to keep only grains with diameters smaller than $45\ \mu\text{m}$. Then, the residual was ground up and several additional sieving processes were undertaken so the grains were small enough to ensure a good bond to the backing foil. Next the powder was mixed with the glue (water and PVA). The mixture was introduced into a syringe, which was heated with ultra-sound to obtain a paste. This paste of desired thickness was uniformly spread onto one of the two Mylar foils (backing film) and then covered with the second one. After 10 hours of drying, the composite strip was cut to length L with a surface density lower than $60\ \text{mg}/\text{cm}^2$ (see Fig. 3.30).

After the radioactivity measurements (see Section 3.2.9 for results in Table 3.39) as with the metallic foils, a group of seven composite strips was installed in a frame to produce a source foil, which was then introduced into the sector.

The total mass of ^{100}Mo in composite foils is $(4435 \pm 22)\ \text{g}$.

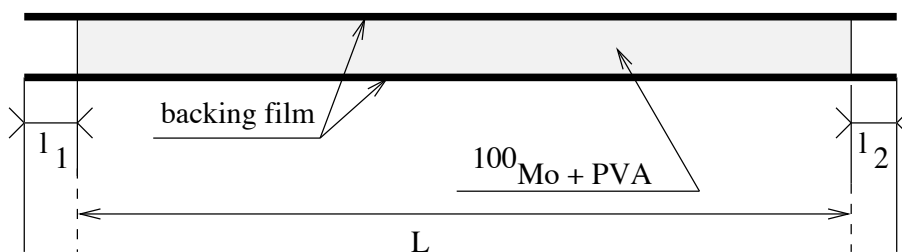


FIG. 3.30 – View of composite strip assembly for ^{100}Mo : powder mixed with PVA is glued between two backing film foils.

3.2.2.6 Production, enrichment and purification processes for other isotopes

• ^{82}Se source

A similar enrichment process that for the Mo was used to produce $^{82}\text{SeF}_6$ gas. The next step was an electrical discharge in the gas to obtain the enriched Se powder.

Two different production runs of 500 g for ^{82}Se powder, Se(I) and Se(II), were carried out in ITEP. They had an enrichment factor of $97.02 \pm 0.05\%$ for run 1 (Se(I)) and $96.82 \pm 0.05\%$ for run 2 (Se(II))¹⁰. No subsequent purification process was carried out. A portion of run 1 was already used in the NEMO 2 prototype and a value for the ^{214}Bi contamination was measured, but the contaminants were found to be concentrated in small "hot spots" and rejected in the analysis via identification of the vertex of the candidate events [62]. The ^{82}Se used in NEMO 2 foils was recovered and used to produce composite strips for NEMO 3. The sample of material from run 2 plus the remaining part of run 1 were also used to produce composite strips.

Low activities in ^{214}Bi ($1.2 \pm 0.5\ \text{mBq}/\text{kg}$) and ^{208}Tl ($0.4 \pm 0.1\ \text{mBq}/\text{kg}$) were measured for 0.8 kg of ^{82}Se strips (both Se(I) and Se(II) strips) with the HPGe detector, as shown in Table 3.40 in Section 3.2.9 (the NEMO 3 required limits for selenium are given in Eq. 3.17 and 3.18). These correspond to an expected background of 0.2 events/yr/kg from ^{214}Bi and 1 event/yr/kg from ^{208}Tl , but it is expected that the measured contamination in these Se foils might again be localized and would be suppressed through data analysis.

In the mean time a purification process is being developed at INL for potential future runs with several kilograms of Se.

¹⁰Proportions of ^{80}Se is also present, which is 2.94% for Se(I) powder and 3.06% for Se(II) respectively

Se enriched powder was used to make composite strips at ITEP, with the Type 3 backing film in sectors 06 (with Se(I)) and 07 (with Se(II)), and Type 1 in sector 08 (with both Se(I) and Se(II)). The total mass of ^{82}Se is (932 ± 5) g.

- **^{130}Te source**

The Te was enriched ($89.4 \pm 0.5\%$ of isotope 130) by the production of $^{130}\text{TeF}_6$ gas, followed by oxidation and reduction to obtain enriched TeO_2 powder. The reason for $^{130}\text{TeO}_2$ versus ^{130}Te is that it is easier to work. The Kurchatov Institute (Moscow, Russia) provided this powder to the NEMO collaboration after three separate purifications. For this sample the radioactivity limits for ^{214}Bi and ^{208}Tl were measured and a small contamination of ^{228}Ac (^{232}Th decay chain) was detected suggesting that the limit on ^{208}Tl is close to a value which NEMO 3 should measure (see Table 3.40 in Section 3.2.9). Composite strips were made with the Type 1 backing film. A total mass of 454 ± 2 g of ^{130}Te was placed in sectors 09 and 17.

- **^{116}Cd source**

Metallic enriched cadmium ($93.2 \pm 0.2\%$ of isotope 116)¹¹ from ITEP was obtained again by the centrifuged separation method. Part of the sample had been measured with the NEMO 2 prototype [61]. Another part was purified by a distillation technique. As shown in Table 3.40 of Section 3.2.9, radioactivity limits in ^{214}Bi and ^{208}Tl are below the allowed levels of contamination for both Cd(I) and Cd(II) measurements. Small ^{137}Cs contaminations were found of 4 ± 1 mBq/kg for Cd(I) and 2 ± 1 mBq/kg for Cd(II).

Despite the metallic quality of the cadmium source, strips were glued between Mylar foils to provide mechanical strength in the vertical position. A total mass of (405 ± 1) g of ^{116}Cd was placed in sector 18.

- **^{150}Nd source**

The $^{150}\text{Nd}_2\text{O}_3$ powder was provided by INR (Moscow, Russia), after enrichment ($91.0 \pm 0.5\%$ of isotope 150)¹² by electromagnetic separation and chemical purification. Radioactivity measurements (see Table 3.40 in Section 3.2.9) showed $A(^{214}\text{Bi}) < 3.0$ mBq/kg (the maximum level of contamination required for NEMO 3 is 83 mBq/kg) but there was a small contamination of ^{208}Tl ((10 ± 2) mBq/kg instead of $A(^{208}\text{Tl}) < 5.5$ mBq/kg for NEMO 3). As a consequence, this source is now used to check the ability of NEMO 3 to measure internal backgrounds. Other radioactivity measurements were obtained for Nd_2O_3 : $A(^{137}\text{Cs}) < 3$ mBq/kg, $A(^{60}\text{Co}) < 2$ mBq/kg, $A(^{212}\text{Pb}) = (30 \pm 5)$ mBq/kg, $A(^{152}\text{Eu}) = (40 \pm 5)$ mBq/kg and $A(^{207}\text{Bi}) = (130 \pm 5)$ mBq/kg.

The one neodymium composite strip (number 6 of sector 05) was made with 40.2 g of enriched Nd_2O_3 powder and backing films of Type 1. This gives a total mass of 37.0 ± 0.1 g of ^{150}Nd .

- **^{96}Zr source**

Enriched zirconium was obtained by an electromagnetic separation technique, with the samples averaging $57.3 \pm 1.4\%$ ^{96}Zr ¹³. The samples were a powder of $^{96}\text{ZrO}_2$, from two different origins.

The first sample came from ITEP and was measured in the NEMO 2 prototype. Some contamination of ^{40}K , ^{228}Ac and ^{208}Tl was measured. Similar to the Se contaminants they were concentrated in “hot-spots” and removed in data analysis [63]. The $^{96}\text{ZrO}_2$ powder was recovered from NEMO 2 foils and purified using a chemical process. It represents 9.6 g of ZrO_2 or 4.1 ± 0.1 g of ^{96}Zr . The second sample comes from INR (Moscow, Russia) and is 12.4 g of ZrO_2

¹¹Proportions of ^{114}Cd , ^{113}Cd and ^{112}Cs are also present, which represent respectively 3.28%, 0.89% and 1.55%

¹²Proportions of isotopes 148, 146, 144 and 142 were also present in the neodymium powder, which represent respectively 2.19%, 2.09%, 1.92% and 1.11%

¹³Proportions of isotopes 94, 92, 91 and 90 were also present in the zirconium powder, which represent respectively 9.38%, 8.28%, 5.28% and 19.75%

or 5.3 ± 0.1 g of ^{96}Zr . Radioactivity measurements for these two production samples, which are shown in Table 3.40 of Section 3.2.9, are below the allowed levels of contamination.

The zirconium composite strips were made with enriched ZrO_2 powder and backing films of Type 2. The strip is the 7th in sector 05. The total mass of ^{96}Zr is 9.4 ± 0.2 g.

• ^{48}Ca source

A CaCO_3 sample was enriched in the isotope calcium 48 ($73.2 \pm 1.6\%$)¹⁴. It was produced by electromagnetic separation methods. Additionally, a purification process was developed collaboratively by JINR and the Kurchatov Institute. It removed ^{226}Ra , ^{228}Ra , ^{60}Co and ^{152}Eu , as well as elements from the uranium and thorium decay chains. The measured purification factors for $^{226(228)}\text{Ra}$, ^{60}Co and ^{152}Eu were greater than 1300, 3300 and 250 respectively. After the purification process, with 64 g of enriched CaCO_3 , JINR had a yield of 42.1 g of enriched CaF_2 powder.

The first portion (24.6 g of enriched CaF_2) of this powder was used for radioactivity measurements with HPGe studies in the LSM. Only limits were obtained for ^{214}Bi and ^{208}Tl (see Table 3.40 in Section 3.2.9). Other radioactivity measurements obtained for CaF_2 powder were : $A(^{137}\text{Cs}) < 3$ mBq/kg, $A(^{60}\text{Co}) < 2$ mBq/kg and $A(^{152}\text{Eu}) = (30 \pm 5)$ mBq/kg.

The second portion of this powder (17.5 g) was used to make nine 40 mm diameter disks. Mylar was again used and cut in the shape of the disks. To create the calcium portion of strip 25% of the 7th foil was populated with this material in sector 05 (see Fig.3.31). The disks were glued between two Type 2 backing films. In total there is 6.99 ± 0.05 g of ^{48}Ca .



FIG. 3.31 – View of source foil production for sector 05, by attachment of the seven strips in the LSM clean room (see the calcium portion' strip with the nine 40 mm diameter disks).

• ^{nat}Te and copper sources

¹⁴Two other isotopes ^{44}Ca and 40 were also present in the enriched calcium powder, which represent respectively 1.98% and 24.43%

The foils of $^{nat}\text{TeO}_2$ from ITEP and placed in the detector allow the NEMO collaboration to measure the external background for ^{100}Mo . The effective Z of these foils ($Z(^{nat}\text{TeO}_2) = 43.2$) is nearly the same as that of the molybdenum foils ($Z(\text{Mo}) = 42$). This is useful because the external γ -ray background can give rise to contamination processes, which are all proportional to Z^2 . Thus, the background for ^{100}Mo and $^{nat}\text{TeO}_2$ foils should give rise to similar event rates. In addition, $^{nat}\text{TeO}_2$ has 33.8% $^{130}\text{Te}^{15}$ and the $\beta\beta 2\nu$ process expected has $Q_{\beta\beta} = 2.53$ MeV. Thus these events would not enter the $\beta\beta 0\nu$ region of interest for ^{100}Mo . Consequently, a background subtraction is possible for the ^{100}Mo foils using an analysis of the $^{nat}\text{TeO}_2$ spectrum.

It is also useful to study $\beta\beta$ processes for the ^{130}Te part of $^{nat}\text{TeO}_2$ (33.8%) compared to enriched TeO_2 . Foils of $^{nat}\text{TeO}_2$ were not purified, but radioactivity measurements showed limits lower than 0.17 and 0.09 mBq/kg for ^{214}Bi and ^{208}Tl respectively, as shown in Table 3.40 of Section 3.2.9 (semi-conductor purity levels).

The $^{nat}\text{TeO}_2$ composite strips were made with Type 1 backing films for 5 strips in sector 08 and Type 3 for the 7 strips in sector 19. This gives a total mass of 614 g of $^{nat}\text{TeO}_2$ or 166 g of ^{130}Te .

The copper foil (standard copper from France) provides a similar study of external backgrounds for a smaller value of Z . The metallic copper source is very pure ($A(^{214}\text{Bi}) < 0.12$ mBq/kg and $A(^{208}\text{Tl}) < 0.04$ mBq/kg as shown in Section 3.2.9) with a mass of 621 g and was placed in sector 00.

- **Others**

The NEMO collaboration decided to put six Type 2 backing film layers in the 7th strip of sector 05 (the same strip already used for zirconium and calcium, where there was a 635 mm long free space) to check radioactivity measurements of the backing film with the NEMO 3 detector. Small ^{214}Bi contaminations were found in this backing film from HPGe measurements (1.0 ± 0.3 mBq/kg).

3.2.2.7 Summary of the source foil properties

Properties of the seven strips for each sector's foils are given in Tables 3.7 (for sector 00) to 3.27 (for sector 19) : composition, total lengths (with partial lengths for metallic strips), mass of each strip (M_1 , M_2 and M_3 as defined in Tables 3.4 and 3.5), and percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample. Comments are added to give further informations and help the reader to refer to radiopurity measurements of the samples. Concerning radiopurity of these source foils, all results can be found in Tables 3.37, 3.39 and 3.40 (see Section 3.2.9).

¹⁵Composition of this natural tellurium is : 33.8% of isotope 130, 31.69% of isotope 128, 18.95% of isotope 126, and respectively 7.14%, 4.82% and 2.60% of isotopes 125, 124 and 122

| Sector 00 | | | | | | | |
|---|----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Material | Metallic foil | | | | Cu | | |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Total length L(mm) | 2445 | 2445 | 2445 | 2445 | 2445 | 2445 | 2445 |
| Width (mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 65 | 65 | 63 |
| M_1 (g) = M_2 (g) = M_3 (g) | 86.63 | 89.57 | 89.27 | 88.98 | 89.57 | 89.96 | 86.82 |
| Radiopurity | see Table 3.40 | | | | | | |

TAB. 3.7 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips) and mass of the seven strips of **sector 00** : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample ; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils. Note that $M_1 = M_2 = M_3$ for copper foils.

| Sector 01 | | | | | | | |
|-----------------------|---------------------------------|-------|-------|-------|-------|-----------------------------------|-------|
| Material | ^{100}Mo metallic foil | | | | | ^{100}Mo composite strip | |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Total length L(mm) | 2463 | 2468 | 2468 | 2480 | 2476 | 2435 | 2430 |
| (Top) L_1 (mm) | 475 | 451 | 211 | 350 | 290 | | |
| L_2 (mm) | 966 | 950 | 633 | 1175 | 761 | | |
| L_3 (mm) | 680 | 640 | 1245 | 701 | 718 | | |
| L_4 (mm) | 210 | 324 | 308 | 231 | 616 | | |
| L_5 (mm) | 172 | 143 | 111 | 64 | 131 | | |
| Width (mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 65 | 65 | 63 |
| M_1 (g) | 80.77 | 85.39 | 84.99 | 85.83 | 87.23 | 96.96 | 79.26 |
| M_2 (g) | 80.57 | 85.19 | 84.75 | 85.67 | 87.04 | 80.36 | 64.72 |
| M_3 (g) | 76.48 | 80.87 | 80.45 | 81.33 | 82.63 | 76.29 | 61.43 |
| η (%) | 95.14 | 95.14 | 95.14 | 95.14 | 95.14 | 95.14 | 95.14 |
| Comments | Samples 328-4 and 328-5 | | | | | Batch 1 | |
| Radiopurity | see “metallic 1” in Table 3.37 | | | | | see Table 3.38 | |

TAB. 3.8 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of the seven strips of **sector 01** : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample ; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils.

| Sector 02 | | | | | | | |
|---------------------|---------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Material | Metallic foil ^{100}Mo | | | | | | |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Total length | | | | | | | |
| L(mm) | 2479 | 2497 | 2499 | 2485 | 2485 | 2478 | 2465 |
| L ₁ (mm) | 95 | 69 | 262 | 201 | 474 | 444 | 570 |
| L ₂ (mm) | 361 | 950 | 1197 | 1180 | 1021 | 1083 | 1084 |
| L ₃ (mm) | 549 | 1014 | 1060 | 1124 | 1010 | 971 | 831 |
| L ₄ (mm) | 1103 | 494 | | | | | |
| L ₅ (mm) | 411 | | | | | | |
| Width(mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 65 | 65 | 63 |
| M_1 (g) | 87.67 | 98.77 | 88.43 | 88.26 | 87.55 | 87.54 | 83.10 |
| M_2 (g) | 87.47 | 98.59 | 88.32 | 88.22 | 87.46 | 87.40 | 83.00 |
| M_3 (g) | 84.51 | 95.25 | 86.80 | 86.71 | 85.96 | 85.90 | 81.57 |
| η (%) | 96.81 | 96.81 | 98.51 | 98.51 | 98.51 | 98.51 | 98.51 |
| | mean | mean | | | | | |
| Samples | 328-4, 328-5 374 | | 329 | | | | |
| Radiopurity | see "metallic 2" in Table 3.37 | | | | | | |

TAB. 3.9 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of the seven strips of **sector 02** : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils.

| Sector 03 | | | | | | | |
|-----------------------|---|-------|--------|-------|--------|--------|---|
| Material | Metallic foil ^{100}Mo | | | | | | |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Total length L(mm) | 2473 | 2488 | 2466 | 2510 | 2466 | 2472 | 2482 |
| L ₁ (mm) | 1335 | 1380 | 1175 | 1204 | 1453 | 125 | 1271.5 |
| L ₂ (mm) | 657 | 962 | 1082 | 1044 | 543 | 1412 | 460 |
| L ₃ (mm) | 499 | 166 | 229 | 282 | 489 | 818 | 393.5 |
| L ₄ (mm) | | | | | | 145 | 385 |
| Width(mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 65 | 65 | 63 |
| M ₁ (g) | 98.24 | 97.11 | 100.09 | 99.04 | 101.21 | 103.10 | 98.55 |
| M ₂ (g) | 98.12 | 96.96 | 100.00 | 98.93 | 101.08 | 102.91 | 98.47 |
| M ₃ (g) | 96.44 | 95.70 | 98.70 | 97.64 | 99.77 | 100.84 | 97.20 |
| η (%) | 98.9 for L ₁ , L ₂ 96.8 for L ₃ | 98.9 | 98.9 | 98.9 | 98.9 | 98.9 | 98.9 for L ₁ , L ₂ , L ₄ 96.8 for L ₃ |
| Comments | Samples 314 and 363-bis | | | | | | |
| Radiopurity | see "metallic 3" in Table 3.37 | | | | | | |

TAB. 3.10 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of the seven strips of **sector 03** : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample ; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils.

| Sector 04 | | | | | | | |
|-----------------------|---------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Material | Metallic foil ^{100}Mo | | | | | | |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Total length L(mm) | 2480 | 2490 | 2460 | 2474 | 2461 | 2480 | 2480 |
| L1(mm) | 632 | 1445 | 58 | 224 | 1220 | 844 | 1112 |
| L2(mm) | 1398 | 1055 | 1126 | 1396 | 1251 | 1646 | 1378 |
| L3(mm) | 470 | | 1296 | 874 | | | |
| Width(mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 65 | 65 | 63 |
| M_1 (g) | 85.98 | 89.20 | 89.98 | 90.78 | 90.47 | 86.31 | 81.91 |
| M_2 (g) | 85.89 | 89.16 | 89.86 | 90.68 | 90.43 | 86.25 | 81.87 |
| M_3 (g) | 83.92 | 87.12 | 87.79 | 88.60 | 88.35 | 84.27 | 79.99 |
| η (%) | 97.9 | 97.9 | 97.9 | 97.9 | 97.9 | 97.9 | 97.9 |
| Comments | From the wastes | | | | | | |
| Radiopurity | see “metallic 4” in Table 3.37 | | | | | | |

TAB. 3.11 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of the seven strips of **sector 04** : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils.

| Sector 05 strips 1 → 6 | | | | | | |
|------------------------|--|-------|---|------------------|----------------|---|
| Material | ¹⁰⁰ Mo metallic foils | | ¹⁰⁰ Mo composite strips | | | ¹⁵⁰ Nd ₂ O ₃ composite strip |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| Total length L(mm) | 2478 | 2480 | 2412 | 2421 | 2429 | 2340 |
| L ₁ (mm) | 386 | 423 | | | | |
| L ₂ (mm) | 263 | 372 | | | | |
| L ₃ (mm) | 562 | 561 | | | | |
| L ₄ (mm) | 512 | 450 | | | | |
| L ₅ (mm) | 425 | 316 | | | | |
| L ₆ (mm) | 380 | 406 | | | | |
| Width(mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 60 | 65 |
| M ₁ (g) | 92.06 | 96.21 | 109.22 | 108.76 | 87.00 | 56.68 |
| M ₂ (g) | 91.91 | 95.98 | 90.07 | 90.16 | 70.85 | 40.18 |
| M ₃ (g) | 90.08 | 94.06 | 86.89 | 88.34 | 67.73 | 36.55 |
| η (%) | 98.2 | 98.2 | 96.66 | 98.2 | 95.8 | 91.0 |
| Comments | From the wastes | | Batch 3.1 | Batch 3.1 3.2 | Batch 3.1 2 | M(Nd ₂ O ₃) 46.63 g |
| Radiopurity | see “metallic 4” in Table 3.37 | | see column ¹⁰⁰ Mo (2) in Table 3.39 | | | see Table 3.40 |

TABLE 3.12 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of strips 1 to 6 of **sector 05** : η is the percentage of ββ decay isotope in the enriched sample ; M₁, M₂ and M₃ are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the ββ decay isotope in the foils.

| Sector 05 strip 7 (from top to bottom) | | | | | | | |
|--|-------------------------|----------------------------|-------------------------|-----------------------------|-------------------------|---|-------------------------|
| Material | backing film (2 layers) | $^{96}\text{ZrO}_2$ ITEP | backing film (2 layers) | $^{96}\text{ZrO}_2$ INR | backing film (2 layers) | $^{48}\text{CaF}_2$ JINR 9 disks $\phi = 40$ mm | backing film (6 layers) |
| Total length L(mm) | 85 | 437 | 30 | 637 | 95 | 515 | 635 |
| Width(mm) | 63 | 63 (40 for powder) | 63 | 63 (40 for powder) | 63 | 63 | 63 |
| M_1 (g) | | 11.57 | | 14.94 | | 18.516 | |
| M_2 (g) | | 7.15 | | 9.27 | | 9.572 | |
| M_3 (g) | | 4.10 | | 5.31 | | 6.987 | |
| η (%) | | 57.3 | | 57.3 | | 73.1 | |
| Comments | | $M(\text{ZrO}_2) = 9.58$ g | | $M(\text{ZrO}_2) = 12.42$ g | | $M(\text{CaF}_2) = 17.506$ g | |
| Radiopurity | see Table 3.40 | | | | | | |

TAB. 3.13 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of strip 7 of **sector 05**: η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils.

| Sector 06 | | | | | | | |
|--------------------|--|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Material | Composite strips $^{82}\text{Se} - \text{Se(I)}$ | | | | | | |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Total length L(mm) | 2425 | 2425 | 2423 | 2426 | 2425 | 2425 | 2426 |
| Width(mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 65 | 65 | 63 |
| M_1 (mm) | 58.34 | 62.15 | 65.15 | 75.03 | 71.33 | 62.88 | 60.79 |
| M_2 (mm) | 48.83 | 52.23 | 55.08 | 64.41 | 60.91 | 52.92 | 50.93 |
| M_3 (mm) | 47.37 | 50.67 | 53.43 | 62.49 | 59.09 | 51.34 | 49.41 |
| η (%) | 97.02 | 97.02 | 97.02 | 97.02 | 97.02 | 97.02 | 97.02 |
| Radiopurity | see Table 3.40 | | | | | | |

TAB. 3.14 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of the seven strips of **sector 06**: η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils.

| Sector 07 | | | | | | | |
|-----------------------|--|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Material | Composite strips ⁸² Se - Se(II) | | | | | | |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Total length L(mm) | 2426 | 2423 | 2424 | 2423 | 2423 | 2423 | 2425 |
| Width(mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 65 | 65 | 63 |
| M_1 (g) | 74.60 | 77.31 | 77.54 | 78.05 | 77.66 | 76.90 | 72.98 |
| M_2 (g) | 64.21 | 66.58 | 66.79 | 67.28 | 66.91 | 66.19 | 62.69 |
| M_3 (g) | 62.19 | 64.46 | 64.67 | 65.14 | 64.78 | 64.09 | 60.70 |
| η (%) | 96.82 | 96.82 | 96.82 | 96.82 | 96.82 | 96.82 | 96.82 |
| Radiopurity | see Table 3.40 | | | | | | |

TAB. 3.15 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of the seven strips of **sector 07** : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample ; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils.

| Sector 08 | | | | | | | |
|-----------------------|---|-------|---------------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| Material | composite strips ^{82}Se | | composite strips $^{nat}\text{TeO}_2$ | | | | |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Total length L(mm) | 2428 | 2428 | 2436 | 2434 | 2435 | 2424 | 2146 |
| Width(mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 65 | 65 | 63 |
| M_1 (g) | 73.58 | 62.78 | 70.78 | 73.93 | 72.65 | 71.94 | 57.14 |
| M_2 (g) | 63.24 | 52.82 | 48.29 | 50.66 | 49.67 | 49.15 | 38.72 |
| M_3 (g) | 61.31 | 51.25 | 16.32 | 17.12 | 16.79 | 16.61 | 13.09 |
| η (%) | 96.95 | 97.02 | 33.8 | 33.8 | 33.8 | 33.8 | 33.8 |
| | mean value | | | | | | |
| Comments | Se(I) $\eta = 97.02\%$ $L_{top} =$ 1600 mm Se(II) $\eta = 96.82\%$ $L_{bottom} =$ 828 mm | Se(I) | $M(\text{TeO}_2)$ = 60.40 g | $M(\text{TeO}_2)$ = 63.37 g | $M(\text{TeO}_2)$ = 62.15 g | $M(\text{TeO}_2)$ = 61.48 g | $M(\text{TeO}_2)$ = 48.43 g |
| Radiopurity | see Table 3.40 | | | | | | |

TAB. 3.16 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of the seven strips of **sector 08** : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils.

| Sector 09 | | | | | | | |
|-----------------------------------|---------------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Material | Composite strips $^{130}\text{TeO}_2$ | | | | | | |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Total length L(mm) | 2424 | 2425 | 2426 | 2425 | 2425 | 2425 | 2425 |
| Width(mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 65 | 65 | 63 |
| M_1 (g) | 54.01 | 56.65 | 54.50 | 55.15 | 54.18 | 53.62 | 55.66 |
| M_2 (g) | 36.35 | 35.93 | 36.58 | 37.07 | 36.33 | 35.91 | 37.60 |
| M_3 (g) | 32.50 | 32.12 | 32.70 | 33.10 | 32.48 | 32.10 | 33.61 |
| η (%) | 89.4 | 89.4 | 89.4 | 89.4 | 89.4 | 89.4 | 89.4 |
| Comments $M(\text{TeO}_2)$ (g) | 45.31 | 44.79 | 45.60 | 46.21 | 45.29 | 44.76 | 46.87 |
| Radiopurity | see Table 3.40 | | | | | | |

TAB. 3.17 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of the seven strips of **sector 09** : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample ; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils.

| Sector 10 | | | | | | | |
|-----------------------|---|--------|--------|--------|--------|--------|------------------------|
| Material | Composite strips ^{100}Mo | | | | | | |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Total length L(mm) | 2426 | 2428 | 2427 | 2426 | 2426 | 2427 | 2428 |
| Width(mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 65 | 65 | 63 |
| M_1 (g) | 103.21 | 102.69 | 101.99 | 102.63 | 105.30 | 104.76 | 102.91 |
| M_2 (g) | 85.45 | 84.69 | 83.47 | 84.05 | 86.45 | 85.97 | 84.97 |
| M_3 (g) | 81.12 | 80.39 | 80.52 | 81.08 | 83.39 | 82.93 | 81.45 |
| η (%) | 95.14 | 95.14 | 96.66 | 96.66 | 96.66 | 96.66 | 96.32 mean value |
| Batch | 2 | 2 | 3.1 | 3.1 | 3.1 | 3.1 | 2 + 3.1 |
| Radiopurity | see Table 3.38 and column ^{100}Mo (1) in Table 3.39 | | | | | | |

TAB. 3.18 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of the seven strips of **sector 10** : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample ; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils.

| Sector 11 | | | | | | | |
|-----------------------|--|--------|--------|--------|--------|--------|-------|
| Material | Composite strips ^{100}Mo | | | | | | |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Total length L(mm) | 2430 | 2428 | 2426 | 2316 | 2430 | 2427 | 2424 |
| Width(mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 65 | 65 | 63 |
| M_1 (g) | 95.72 | 102.83 | 105.34 | 110.03 | 107.88 | 101.97 | 98.23 |
| M_2 (g) | 76.06 | 84.23 | 86.50 | 91.14 | 89.44 | 83.47 | 80.33 |
| M_3 (mm) | 75.30 | 81.26 | 83.44 | 87.92 | 84.92 | 80.52 | 77.49 |
| η (%) | 96.66 | 96.66 | 96.66 | 96.66 | 95.14 | 96.66 | 96.66 |
| Batch | 3.1 | 3.1 | 3.1 | 3.1 | 2 | 3.1 | 3.1 |
| Radiopurity | see Table 3.38 and columns ^{100}Mo (2) in Table 3.39 | | | | | | |

TAB. 3.19 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of the seven strips of **sector 11** : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils.

| Sector 12 | | | | | | | |
|-----------------------|---|--------|--------|--------|--------|--------|-------|
| Material | Composite strips ^{100}Mo | | | | | | |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Total length L(mm) | 2428 | 2428 | 2430 | 2430 | 2425 | 2410 | 2428 |
| Width(mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 65 | 65 | 63 |
| M_1 (mm) | 94.33 | 104.86 | 107.35 | 108.12 | 107.40 | 106.28 | 99.91 |
| M_2 (mm) | 77.36 | 86.67 | 88.48 | 89.64 | 88.98 | 88.04 | 82.42 |
| M_3 (mm) | 73.44 | 82.28 | 83.99 | 85.09 | 84.47 | 83.58 | 79.04 |
| η (%) | 95.14 | 95.14 | 95.14 | 95.14 | 95.14 | 95.14 | 95.14 |
| Batch | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 |
| Radiopurity | see Table 3.38 and column ^{100}Mo (1) in Table 3.39 except for strip 4, see column ^{100}Mo (2) | | | | | | |

TAB. 3.20 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of the seven strips of **sector 12** : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils.

| Sector 13 | | | | | | | |
|-----------------------|---|--------|--------|--------|--------|--------|-------|
| Material | Composite strips ^{100}Mo | | | | | | |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Total length L(mm) | 2429 | 2426 | 2428 | 2337 | 2426 | 2430 | 2427 |
| Width(mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 65 | 65 | 63 |
| M_1 (mm) | 97.32 | 105.21 | 104.45 | 108.52 | 108.36 | 104.57 | 94.23 |
| M_2 (mm) | 80.33 | 87.19 | 86.60 | 90.55 | 90.15 | 86.68 | 77.14 |
| M_3 (mm) | 77.13 | 86.07 | 83.14 | 89.39 | 86.55 | 83.22 | 74.06 |
| η (%) | 96.20 | 98.95 | 96.20 | 98.95 | 96.20 | 96.20 | 96.20 |
| Batch | 4 | 3.2 | 4 | 3.2 | 4 | 4 | 4 |
| Radiopurity | see Table 3.38 and column ^{100}Mo (4) in Table 3.39 | | | | | | |

TAB. 3.21 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of the seven strips of **sector 13** : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample ; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils.

| Sector 14 | | | | | | | |
|-----------------------|---|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| Material | Composite strips ^{100}Mo | | | | | | |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Total length L(mm) | 2426 | 2426 | 2428 | 2426 | 2373 | 2429 | 2269 |
| Width(mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 65 | 65 | 63 |
| M_1 (g) | 95.93 | 105.03 | 107.07 | 110.57 | 109.95 | 102.71 | 103.85 |
| M_2 (g) | 78.98 | 87.01 | 88.88 | 90.08 | 91.71 | 84.91 | 86.50 |
| M_3 (g) | 77.97 | 85.90 | 87.75 | 88.93 | 90.54 | 83.83 | 86.08 |
| η (%) | 98.95 | 98.95 | 98.95 | 98.95 | 98.95 | 98.95 | 98.95 |
| Batch | 3.2 | 3.2 | 3.2 | 3.2 | 3.2 | 3.2 | 3.2 |
| Radiopurity | see Table 3.38 and column ^{100}Mo (3) in Table 3.39 | | | | | | |

TAB. 3.22 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of the seven strips of **sector 14** : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample ; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils.

| Sector 15 | | | | | | | |
|-----------------------|---|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| Material | Composite strips ¹⁰⁰ Mo | | | | | | |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Total length L(mm) | 2429 | 2427 | 2425 | 2361 | 2426 | 2427 | 2428 |
| Width(mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 65 | 65 | 63 |
| M_1 (mm) | 104.38 | 108.14 | 108.76 | 109.51 | 109.93 | 108.15 | 104.98 |
| M_2 (mm) | 86.79 | 89.96 | 90.52 | 91.45 | 91.58 | 89.96 | 87.33 |
| M_3 (mm) | 83.32 | 86.37 | 86.91 | 87.79 | 87.92 | 86.37 | 83.34 |
| η (%) | 96.20 | 96.20 | 96.20 | 96.20 | 96.20 | 96.20 | 96.20 |
| Batch | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 |
| Radiopurity | see Table 3.38 and column ¹⁰⁰ Mo (5) in Table 3.39 | | | | | | |

TAB. 3.23 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of the seven strips of **sector 15** : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils.

| Sector 16 | | | | | | | |
|-----------------------|---|--------|--------|--------|--------|-----------------------|-------|
| Material | Composite strips ¹⁰⁰ Mo | | | | | | |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Total length L(mm) | 2427 | 2428 | 2427 | 2424 | 2428 | 2429 | 2427 |
| Width(mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 65 | 65 | 63 |
| M_1 (mm) | 87.71 | 100.46 | 108.98 | 109.65 | 108.76 | 102.35 | 93.82 |
| M_2 (mm) | 69.89 | 82.68 | 90.72 | 91.05 | 90.51 | 84.49 | 75.35 |
| M_3 (mm) | 66.34 | 78.49 | 87.10 | 86.43 | 86.90 | 90.34 | 71.53 |
| η (%) | 95.14 | 95.14 | 96.20 | 95.14 | 96.20 | 95.3 mean value | 95.14 |
| Batch | 1 | 2 | 4 | 2 | 4 | 1 + 2 + 3.2 + 4 | 1 |
| Radiopurity | see Table 3.38 and column ¹⁰⁰ Mo (6) in Table 3.39 | | | | | | |

TAB. 3.24 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of the seven strips of **sector 16** : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample ; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils.

| Sector 17 | | | | | | | |
|-----------------------------------|---------------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Material | Composite strips $^{130}\text{TeO}_2$ | | | | | | |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Total length L(mm) | 2423 | 2422 | 2423 | 2315 | 2425 | 2424 | 2424 |
| Width(mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 65 | 65 | 63 |
| M_1 (mm) | 53.44 | 52.99 | 56.17 | 57.29 | 52.49 | 52.40 | 50.74 |
| M_2 (mm) | 35.91 | 35.43 | 37.85 | 38.91 | 35.06 | 34.98 | 33.87 |
| M_3 (mm) | 32.10 | 31.67 | 33.84 | 34.79 | 31.34 | 31.27 | 30.28 |
| η (%) | 89.4 | 89.4 | 89.4 | 89.4 | 89.4 | 89.4 | 89.4 |
| Comments $M(\text{TeO}_2)$ (g) | 44.77 | 44.17 | 47.18 | 48.50 | 43.70 | 43.61 | 42.22 |
| Radiopurity | see Table 3.40 | | | | | | |

TAB. 3.25 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of the seven strips of **sector 17** : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils.

| Sector 18 | | | | | | | |
|-----------------------|--|-------|------------------------------|--------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|
| Material | ^{116}Cd metallic foils + mylar | | | | | | |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Total length L(mm) | 2432 | 2458 | 2456 | 2458 | 2458 | 2458 | 2433 |
| Width(mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 65 | 65 | 63 |
| M_1 (g) | 56.03 | 68.64 | 70.39 | 83.96 | 78.11 | 69.47 | 64.58 |
| M_2 (g) | 47.69 | 59.76 | 61.45 | 76.09 | 70.50 | 61.88 | 57.05 |
| M_3 (g) | 44.45 | 55.70 | 57.27 | 70.92 | 65.71 | 57.67 | 53.17 |
| η (%) | 93.2 | 93.2 | 93.2 | 93.2 | 93.2 | 93.2 | 93.2 |
| Comments | Cd(I) | Cd(I) | Cd(I) 3 Cd(II) 1, 2 | Cd(II) | Cd(I) 1, 2 Cd(II) 3 | Cd(I) 3 Cd(II) 1, 2 | Cd(I) 1 Cd(II) 2, 3 |
| Radiopurity | see Table 3.40 | | | | | | |

TAB. 3.26 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of the seven strips of **sector 18** : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils.

| Sector 19 | | | | | | | |
|------------------------------|---|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Material | Composite strips $^{nat}TeO_2$ (33.8 % ^{130}Te) | | | | | | |
| Strip number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Total length L(mm) | 2433 | 2435 | 2434 | 2434 | 2434 | 2433 | 2410 |
| Width(mm) | 63 | 65 | 65 | 65 | 65 | 65 | 63 |
| M_1 (g) | 81.51 | 85.48 | 71.14 | 68.38 | 71.31 | 84.53 | 84.53 |
| M_2 (g) | 56.54 | 59.39 | 48.54 | 46.45 | 48.67 | 58.67 | 59.10 |
| M_3 (g) | 19.11 | 20.07 | 16.41 | 15.70 | 16.45 | 19.83 | 19.98 |
| η (%) (^{130}Te) | 33.8 | 33.8 | 33.8 | 33.8 | 33.8 | 33.8 | 33.8 |
| Comments $M(TeO_2)$ (g) | 70.72 | 74.28 | 60.71 | 58.10 | 60.88 | 73.38 | 73.92 |
| Radiopurity | see Table 3.40 | | | | | | |

TAB. 3.27 – Composition, total length (with partial lengths for metallic strips), mass and abundance of the seven strips of **sector 19** : η is the percentage of $\beta\beta$ decay isotope in the enriched sample ; M_1 , M_2 and M_3 are respectively the total mass of material in the foils, the mass of the investigated element in the foils, and the mass of the $\beta\beta$ decay isotope in the foils.

3.2.3 Design of the calorimeter

3.2.3.1 Description

The three functions of the NEMO 3 calorimeter are to measure the particle energy, make time-of-flight measurements and give a fast trigger signal. The calorimeter is constructed with 1940 counters, each of which is made with a plastic scintillator, light guide and PMT (3" or 5") as shown in Fig. 3.32. The gains of the PMTs have been adjusted to cover energies up to 12 MeV. The plastic scintillators were chosen to minimize backscattering and for their radiopurity. The scintillators completely cover the two cylindrical walls which surround the tracking volume. There is also partial coverage of the top and bottom end-caps (also called petals).

The scintillator blocks are inside the helium-alcohol gas mixture of the tracking detector in order to minimize energy loss in the detection of electrons. The blocks are supported by a rigid frame, which allows the PMTs to be outside the helium environment. This configuration prevents rapid aging of the PMTs due to the helium.

The detailed characteristics and nomenclature for the calorimeter scintillator arrays are best studied through Table 3.28 and Table 3.29 along with the graphical representation of Fig. 3.13. The arrays of scintillator for the calorimeter's petals are identified as L1 through L4 as one goes out radially. For the cylindrical walls of a sector, the internal wall array is designated IN and for the external wall there are the center (EC) and the edge (EE) arrays. There are seven types of scintillator which are distinguished by their different shapes which have been designed to fit the circular geometry of the NEMO 3 detector. All the scintillator blocks have a thickness of 10 cm which is a compromise to obtain a high enough efficiency (50% at 500 keV) for γ -ray tagging with plastic scintillators without loss of transparency of the scintillation light for the electron energy resolution (electrons from double beta decay being detected only in the entrance face of the scintillator block). The γ -ray tagging allows the measurement of the residual radioactivity of the source foil as well as rejecting background events.

3.2.3.2 Scintillator and light guide characteristics

The INR Kiev-Kharkov collaboration (Ukraine, with AMCRYS Institute of Kharkov) was given the charge of producing the 480 end-cap scintillators and JINR was assigned the 1460 wall scintillators. The preparation and installation of the scintillator blocks were under CENBG responsibility for the walls and IReS for the petals. Serge Jullian, the spokesman of the NEMO collaboration was given the charge of the global oversight. Finally, 28 working meetings took place between 1994 and 1999, in order to optimize the scintillators, to compare the test measurements realized in the different laboratories and to follow the realization of the 1940 blocks. The scintillator composition and their arrangement as well as those for the light guides and the interface guides are the result of these five years of R&D.

- **Scintillator characteristics**

The NEMO 3 scintillator was produced by conventional methods of styrene ($C_6H_5CH=CH_2$ with a mean Z value of 3.7 per atom) polymerization. Even if one to two centimeters of scintillators are enough to stop electrons with energies up to 12 MeV, the low density of polystyrene reduce the probability of γ -ray interaction. Thus it was necessary to use a bigger width of 10 cm. It must be noted that even with this width, which results of a compromise, the efficiency is only 50% for 500 keV γ -rays.

Concerning electrons or positrons, a charged particle moving inside the polystyrene loses its energy very quickly by ionization and the number of excited molecules is proportional to the

| | |
|---|------------|
| Thickness of one block | 100 mm |
| Length of one block (between layers of wires) | 126 mm |
| Total number of scintillators | 480 |
| Total mass of end-cap scintillators | 1 ton |
| Layer L1 | |
| Number of L1 blocks per sector for two petals | 6 |
| Width of one block | 113/126 mm |
| Volume of one scintillator | 1.5 l |
| Associated PMT | 3" |
| Total number of L1 blocks | 120 |
| Layer L2 | |
| Number of L2 blocks per sector for two petals | 6 |
| Width of one block | 133/146 mm |
| Volume of one scintillator | 1.8 l |
| Associated PMT | 3" |
| Total number of L2 blocks | 120 |
| Layer L3 | |
| Number of L3 blocks per sector for two petals | 6 |
| Width of one block | 174/188 mm |
| Volume of one scintillator | 2.3 l |
| Associated PMT | 3" |
| Total number of L3 blocks | 120 |
| Layer L4 | |
| Number of L4 blocks per sector for two petals | 6 |
| Width of one block | 195/208 mm |
| Volume of one scintillator | 2.5 l |
| Associated PMT | 5" |
| Total number of L4 blocks | 120 |

TAB. 3.28 – End-cap scintillator characteristics. The block composition is 98.75% of polystyrene with 1.2% of PTP and 0.05% of POPOP.

deposited energy. De-excitation of the molecules use fluorescence principle, with a characteristic time of few nanoseconds. Concerning γ -rays, the dominant interaction in polystyrene is the Compton effect, due to its low mean Z, and the scintillator only detect the Compton electron coming of the γ -ray scattering. Thus, in usual conditions only a few part of the photon energy is detected.

The molecules excited by passing through polystyrene use thermal dissipation for their de-excitation (that means collisions between same type molecules). Thus, the chemical nature of the material used for scintillator production is the solid solution in polystyrene of a scintillating agent p-Terphenyl (PTP), which recovers the excitation energy before dissipation, and a wavelength shifter 1.4bis (5-phenyl-2-oxazoly)benzene (POPOP), which moves the fluorescence spectrum to a frequency better suited for the PMT photocathode.

During the fabrication, optical transmission measurements were made for different wavelengths between 300 and 500 nm on styrene before and after distillation, on the mixing after addition of the scintillating and shifter agents and finally on the polymerized block. The rate of residual

| | |
|---|------------|
| Total number of scintillators | 1460 mm |
| Total mass of wall scintillators | 5.4 tons |
| Internal vertical wall | |
| Number of IN blocks per sector for 17 layers | 34 |
| Thickness of one block | 110 mm |
| Height of one block | 153 mm |
| Width of one block | 154/138 mm |
| Volume of one scintillator | 2.4 l |
| Associated PMT | 3" |
| Total number of IN blocks | 680 |
| External vertical wall | |
| Number of EC blocks per sector for 13 layers | 13 |
| Thickness of one block | 99 mm |
| Height of one block | 200 mm |
| Width of one block | 218/228 mm |
| Volume of one scintillator | 4.5 l |
| Associated PMT | 5" |
| Total number of EC blocks | 260 |
| Number of EE blocks per sector for 13 layers | 26 |
| Thickness of one block | 99/123 mm |
| Height of one block | 200 mm |
| Width of one block | 218/230 mm |
| Volume of one scintillator | 5.0 l |
| Associated PMT | 5" |
| Total number of EC blocks | 520 |

TAB. 3.29 – Vertical wall scintillator characteristics. The block composition is 98.49% of polystyrene with 1.5% of PTP and 0.01% of POPOP.

monomere was also measured because its value governs the stability of plastic scintillators. The average value was $(0.78 \pm 0.06)\%$ for JINR blocks.

A lot of studies were accomplished, concerning the concentration, the temperature, the cycle duration for the polymerization, the heating, ... JINR group showed during these R&D studies that 2% of PTP associated with 0.05% of POPOP were equivalent to 1.5% of PPO (2,5-Diphenyl-oxazole) associated with 0.05% of POPOP, because PPO and PTP play the same role in the mixing. The best mixing chosen by JINR is 1.5% of PTP associated with 0.01% of POPOP. Some improvements were made also for the realization, as the use of an automatic mixer in inert atmosphere and the use of new moulds to obtain a better uniformity of the temperature inside a block during the polymerization.

After studies in both production laboratories, the mass fractions of polystyrene, PTP and POPOP were finally chosen : for the end-cap scintillator blocks, the composition is 98.75% of polystyrene with 1.2% of PTP and 0.05% of POPOP ; for the wall scintillator blocks, the composition is 98.49% of polystyrene with 1.5% of PTP and 0.01% of POPOP.

The realization of a big plastic scintillator block of 72 kg cut to obtain the NEMO 3 wall scintillators used a four step method. First a vacuum distillation of 85 l of the styrene monomer under gaseous nitrogen, was carried out at heating temperature of 50° C, with a rythm of 4 l

distillated in 1h30 (that means 31 hours for 85 l). Next PTP and POPOP were dissolved in the styrene during 3 h at 80° C. Then the solution was filtered and finally placed in an automated heating system in aluminium box to promote polymerization during 120 hours (with first a linear increasing of the temperature during 32 h, then 48 h at 180° C and finally decreasing of the temperature in 40 h).

The big blocks from JINR were 29 cm high, 52 cm thick and a depth of 46 cm for EE and EC blocks of external walls and a depth of 52 cm for IN blocks of internal walls¹⁶. Blocks realized in Dubna were then cut and machined to obtain EE, EC and IN scintillator blocks for NEMO 3.

As performance objectives, the energy resolution $\sigma(E)/E$ for 1 MeV electrons had to be better than 6.2%. This resolution was checked during production using 482 and 976 keV conversion electrons produced by a ²⁰⁷Bi source. After etching the blocks under water to obtain diffusive reflection at the surfaces, there was an improvement in the resolution by about 1%. The average values of the energy resolution were respectively 5.1% for IN blocks and 5.5% for EE and EC blocks. To ensure the use of scintillators with the best resolution, a greater number of scintillator blocks was produced than necessary : 1093 IN blocks for 680 used (62%), 994 EE blocks for 520 used (52%) and 428 EC blocks for 260 used (61%) (histograms of the number of blocks versus their resolution (FWHM) are shown in Fig. 3.33). Note that energy resolution of the end-cap blocks was not measured in Kiev but only in IReS after depolishing, and before housing and mechanical arrangement of the petal scintillators.

In order to compare the performance of the different types of scintillator several tests were made such as optical transmission. The emission peak of photons associated with the NEMO 3 scintillators is centered at 420 nm with an efficiency of around 1 photon when the incident charged particle has an energy loss of 100 eV. This wavelength corresponds to the maximal sensitivity of the PMT photocathode. For a 10 cm thick sample from Dubna, the light transmission was on average 75% and always greater than 70% for the wavelength of 420 nm (see Fig. 3.34).

The radiopurity of the scintillator was also measured and found to be respectively 430 and 60 times lower in ²¹⁴Bi and ²⁰⁸Tl activity than the PMTs used to read it out, which are also low radioactivity PMTs (see Tables 3.41, 3.42 and 3.44 in Section 3.2.9).

The scintillator blocks were then sent to CENBG and IReS. The blocks to mount with the best resolution were installed on the walls and petals of the detector.

• **Light guide characteristics**

For the light guides a special optical PMMA (poly(methyl methacrylate)) plexiglass 60 mm in thickness was manufactured for the experiment and used for the scintillator-PMT interface. This also protects the PMTs from helium. For the 5" PMTs, a second interface guide in PMMA had to be constructed to be adapted to the shape of the photocathode.

For the design of the experiment, the LAL proposed light guides glued in petals and walls as a transition between the scintillators (inside the gas volume) and the PMTs (outside the detector). During the search of manufacturers, an optics' expert engineer allowed us to find a factory to realize this specific PMMA. The definition of the different surface states was made in CENBG and IReS. The machining and thermal treatments for the 1940 light guides were realized at the SRM (LAL).

The best characteristics of the light guide are a good seal against helium and a good light transmission, which is 98% through the guides in the wavelength range 380-420 nm. To ensure

¹⁶The dimensions of the big blocks were changed during the production, with 26 cm thick and a depth increased to 92 cm for external blocks and 104 cm for internal blocks in order to improve the temperature uniformity during the polymerization.

rigidity the light guide was glued to an iron ring, which provides a pressfit between the guide and the petal or wall. This iron ring is also useful to complete the magnetic shield surrounding the PMTs. A second iron ring was required for the L4 row of counters on the petals. This ring was glued on the 5" PMT's light guide.

3.2.3.3 Photomultiplier tube characteristics

As explained in Section 3.1.3, the dominant external background comes from the relatively strong activities in the PMTs. Studies with the NEMO 2 detector showed that the main external backgrounds came from standard RTC-XP2312 PMTs of the experiment, with a great activity in the glass bulb (53 g, $^{40}\text{K} \sim 1760$ Bq/kg, $^{214}\text{Bi} \sim 25$ Bq/kg and $^{208}\text{Tl} \sim 1.5$ Bq/kg) and the entrance window (78 g, $^{40}\text{K} \sim 25$ Bq/kg, $^{214}\text{Bi} \sim 3$ Bq/kg and $^{208}\text{Tl} \sim 0.17$ Bq/kg). Data from copper foil (1 m² and 70 μm in thickness) and Monte-Carlo simulations have shown that these big activities produced in NEMO 2 around 0.1 two-electron events per hour, for an energy threshold of 400 keV. This background was able to simulate $\beta\beta 2\nu$ signal with period of 3×10^{19} years. Thus it was decided to select low radioactivity PMTs for the NEMO 3 detector.

Development of low background PMTs was begun in 1992, in a collaboration between different manufacturers and physicists studying dark matter, double beta decay and neutrino oscillations. The selection criterion for the low radioactivity glass was for the contamination in ^{40}K , ^{214}Bi and ^{208}Tl to be lower than 1.7, 0.83 and 0.17 Bq/kg respectively. The Hamamatsu company was chosen to produce the PMTs for NEMO 3, with the radiopurity of their glass being 100 to 1000 times better than standard glass. The other parts of their PMTs also have very low contamination (see Tables 3.41 and 3.42 in Section 3.2.9 for the radioactivity measurements of the PMTs).

The IN, L1, L2 and L3 scintillator blocks identified above were coupled to R6091 3" PMTs (230 g¹⁷, 1040 pieces). These tubes have 12 dynodes and a flat photocathode ($\phi = 76$ mm). The EE, EC and L4 scintillator blocks were coupled to R6594 5" PMTs (385 g¹⁸, 900 pieces). These 5" tubes have 10 dynodes and a hemispherical photocathode ($\phi = 127$ mm) for structural integrity and thus need a second interface guide to match the design between the PMT and the light guide.

The Hamamatsu PMTs were chosen not only for their low background but also for their performance (quantum efficiency and gain of the photocathode ; excellent linearity up to 4 MeV, with a maximal energy measurement of 12 MeV ; low electronic noise (around 10 Hz) at minimal threshold).

The PMT energy resolution can be written as :

$$R^2 = \frac{(2.35)^2}{N_{ph} \times Q.E \times c} \left(\frac{\delta}{\delta - 1} \right) \quad (3.19)$$

where N_{ph} is the number of incident photons arriving on the photocathode ($\sim 2 \times 10^3$ at 1 MeV for NEMO 3 PMTs), $Q.E$ is the quantum efficiency ($\sim 20\%$)¹⁹, c is the collection efficiency of multiplication chain (0.7 – 0.9) and δ is the coefficient of secondary emission for dynodes ($\delta \sim 5$). From this formula it is clear than improvements in PMT resolution are related to the increasing of the quantum efficiency and collection efficiency. The PMT response as a function of the entrance point on the photocathode must also present a very good homogeneity.

¹⁷Type 2Q glass bulb for 85.6 g, type A glass window for 70 g, foot for 18.2 g and ceramic for 23.1 g

¹⁸Type 2Q glass bulb and window for 263.6 g, foot for 41.8 g and ceramic for 86 g

¹⁹Quantum efficiency for best PMTs is around 34%

In order to check the PMT production conformity, a dedicated test station using a H₂ lamp was developed in IReS (see Fig. 3.35) to evaluate the PMTs.

• **PMT dedicated test station**

The station used as light source a self-triggered H₂ lamp (~ 150 Hz) with a filter centered to 420 nm, which gave an electrical signal proportional to the number of photons emitted during a discharge. Attenuators allowed the calibration of the photon flux, using results obtained with 1 MeV electrons from spectrometer. The goal was that the lamp yields the equivalent photon flux on the PMT that is produced by a 1 MeV electron in a NEMO 3 scintillator block, around 2×10^3 collected photons per MeV. A beam separator guided a fraction of the light to a reference 3/4" PMT.

There was a discrete variation of the photon flux between 0 and 12 MeV using calibrated optical attenuators on a motorized disk. Collimators allowed the illumination of the whole PMT photocathode or the use of a small pencil of light (~ 3 mm in diameter) to scan the photocathode. A motorized stage ensured the pencil of light shifting in two directions perpendicular to the PMT axis. This system was put in a 1 m³ black box.

Data acquisition and the HV and motor controls were ensured by a CES/FIC-8234 processor (OS9 system).

• **Test procedure**

Before its installation in the black box, the PMT to characterize was connected to a dedicated HV distribution circuit with 16 pins (the Hamamatsu PMTs were delivered without sockets due to low radioactivity requirements).

Hamamatsu PMT informations were written in the program. Then, the evaluation proceeded by first identifying the high-voltage to obtain a charge²⁰ Q of 125 pC at 1 MeV (gain²¹ G of around 2×10^6 , $V \sim 1800$ V for 3" PMTs, $V \sim 1350$ V for 5" PMTs). The energy and time resolutions were then measured at 1 MeV, the average values were respectively 4% and 250 ps. The linearity of the response of the PMTs was studied as a function of energy between 0 and 12 MeV. Also, the symmetry and the uniformity of the photocathode was investigated using the XY moving of the light pencil. Finally the electronic noise at the minimal threshold, 10 mV (~ 33 keV) was measured.

The test duration was 30 mn for 3" PMTs and 40 mn for 5" PMTs. Informations for each PMT were written in a file for further analysis. Results were summarized, as presented in Fig. 3.36 for a 5" PMT. As a consequence of one year of tests of the PMTs, 49 (2.5%) were rejected and replaced by Hamamatsu : five 5" PMTs (four with broken glass and one with asymmetric photocathode) and 44 3" PMTs (one with broken glass, 23 with no-linearity and 20 with asymmetric photocathode).

Also were measured the transit times in the PMTs, with photoelectron collection times between 3 and 4 ns, and a transit time to the anode 50 ns in average for 3" PMTs and 45 ns for 5" PMTs. These time differences imposed to increase the signal cable lengths for 5" PMTs to have uniform transit times for the whole calorimeter.

To minimize the operation of assembling the PMTs in the LSM, the collaboration decided to equip them with their bases and a portion of their light-tight sleeves and nitrogen purge tubes

²⁰The charge Q collected at the anode PMT results of the product of the number N_{pe} of photoelectrons collected by the first dynode by the gain G of the multiplier, with the formula $Q = N_{pe}G$, where G is the product of each individual dynode gain.

²¹The gain of each PMT is related to the working voltage V , with $G = \alpha V^\beta$, where the constants α and β are related to the PMT and its base characteristics. The V value was given by Hamamatsu for a gain of 3×10^6 . Test measurements were made using a gain of 2×10^6 , which allowed to measure the β factors.

before transportation to the LSM. The light guides were also wrapped with aluminized Mylar before being glued to the 5" PMTs. These operations occurred at CENBG for the PMTs of the walls and at IReS for the petals.

3.2.3.4 Preparation and installation of the scintillator blocks

At reception in IReS, the Kharkov blocks were sanded off under water with P1200 paper (with a grain of $4.2 \mu\text{m}$) to obtain diffusive reflection at the surfaces (this step was realized in JINR for the wall blocks sent to CENBG). Then a visual check on the color of the block was made. Five layers of $70 \mu\text{m}$ thick Teflon ribbon were wrapped around the four lateral faces of the scintillator block to diffusely scatter the scintillation light for improved light collection. That allows the fluorescence light which is not emitted in the solid angle of the PMT to diffusely scatter on Teflon.

Then, one temporary layer of $12 \mu\text{m}$ thick aluminized Mylar was wrapped around the six faces of the scintillator block to realize quality tests before the mounting of the blocks. The energy resolution and the peak position at 1 MeV were checked for several locations on the entrance face of the block with an electron spectrometer using a ^{90}Sr source (see Section 3.2.6 for ^{90}Sr characteristics). The spectrometer from IReS ($26 \times 17 \times 21 \text{ cm}^3$) had an intrinsic energy resolution of 0.6%. This test identified and rejected blocks with inhomogeneities. All six faces of the selected blocks, with the exception of the contact region for the light guide, were then covered with sheets of aluminized Mylar.

For the petal blocks, two layers of single-sided $6 \mu\text{m}$ thick aluminized Mylar (300 nm of aluminium near the scintillator face) on the six faces.

For the wall blocks, two layers of single-sided $6 \mu\text{m}$ thick aluminized Mylar (40 nm of aluminium near the scintillator face) on the entrance face and one layer of double face $12 \mu\text{m}$ thick aluminized Mylar (500 nm of aluminium on each face of the foil) on the five other faces of the scintillator. The Mylar not only protects the scintillators from ambient light and from light produced by Geiger propagation plasma in the tracking region, but also enhances the light reflection inside the scintillator, while minimizing energy lost by the electrons at the entrance face.

Attaching the scintillator block to the petals and the walls was made in several steps. First the PMMA light guide was glued²² to the iron ring. Next the guide and the iron ring were attached to the petal or the wall with RTV filler/sealer²³. Tests of the helium tightness were then realized. Finally, the guide was optically glued²⁴ to the scintillator and check for bubbles or irregularities. The last step was to create an external circular seal of RTV-141 on the light guide for future gluing of the PMTs in the LSM. A systematic check of the radiopurity for all the glues used in the NEMO 3 detector was carried out in the LSM [70].

Fig. 3.37 and Fig. 3.38 show pictures of the scintillator mounting systems, respectively for the walls at CENBG and for the petals at IReS.

After these operations and before transportation to LAL, the peak position and energy resolution at 1 MeV were measured at the center of each block, using the electron spectrometer. This information was used to identify particular scintillator block and PMT combinations so as to obtain an energy resolution for the calorimeter which was as uniform as possible. Distributions of energy resolution (FWHM) at 1 MeV for petal blocks L1 to L4 are given as a function of ADC

²²Epotek 310 glue with carbonate

²³RTV-141

²⁴Bicron BC600 with a thickness of $100 \mu\text{m}$

channels in Fig. 3.39 (values of FWHM are between 12 and 17% at 1 MeV). This calibration was realized again in the LSM after the sector installation.

The paired scintillators and PMTs (see next Section) for the whole calorimeter gave an energy resolution σ_E/E between 6.1 and 7.3% at 1 MeV. The time resolution is around 250 ps at 1 MeV. Detailed performance of the calorimeter are given in Section 3.3.4.

3.2.3.5 Coupling between scintillator and PMT

The goal was to obtain as uniform response for the calorimeter as possible, attaching PMTs which had a good quantum efficiency and a good electron collection with scintillators which had a worse light efficiency, or the opposite. It allowed to make the energy resolution for all the scintillator blocks more uniform.

The association procedure was the following. The scintillator response was measured during validation tests and allowed to obtain the ADC response at 1 MeV for each block, with a gaussian distribution of mean value $\langle ADC \rangle$ and covariance σ_{ADC} . It was then possible to define the μ variable for each block, which characterizes the light efficiency of the scintillator and corresponds to the deviation from the mean value.

$$\mu = \frac{ADC - \langle ADC \rangle}{\sigma_{ADC}}$$

The PMT sensitivity is a ratio of the photocathode current to the photon flux, which characterizes the quantum efficiency of the photocathode and the photoelectron collection efficiency. This sensitivity is well measured by the Corning Blue value (sensitivity at 430 nm, in $\mu\text{A}/\text{lm}$) given by Hamamatsu for each PMT and checked with the test station. For each PMT one defined the ν variable, which gives its deviation to the mean CB value.

$$\nu = \frac{CB - \langle CB \rangle}{\sigma_{CB}}$$

An equilibrated association gave a scintillator-PMT couple with $\nu \approx -\mu$. This procedure suffered from constraints due to the limited number of PMTs and to the fact that there are three PMTs per HV channel, for which their HV values cannot differ by more than 80 V.

The association was made for each type of blocks. Concerning 3" PMTs, L1, L2+L3 and IN blocks were separated. For 5" PMTs, L4 and EE+EC blocks were separated. The association was more difficult to realize for the last sectors, when the number of available PMTs was too low to really satisfy these constraints.

3.2.3.6 Assembly of the PMTs in the LSM

The collaboration decided to have only one operation of gluing in the LSM. Thus the other operations were made in the different laboratories before the sector transportation. The light guides were glued at IReS and CENBG. The PMTs were equipped with their bases and light-tight sleeves (see Fig. 3.32). The iron rings for the petal interface guide in the L4 blocks were glued at LAL during the operations of the gas sealing. The interface guides were covered with aluminized Mylar and glued to their 5" PMTs. Finally, once a sector was transported to the LSM, it was positioned in different frameworks in horizontal and vertical positions using rocking and turning tools especially designed for the LSM site, to be equipped of its 97 PMTs (see Fig. 3.89 in Section 3.2.8). The 3" PMTs were glued directly to the light guides, while the interface guide

already attached to the 5" PMTs were glued to the light guide. The procedure was done per wall and per petal. After two days of drying, the second part of the light-tight sleeve was installed and secured with RTV-141. After a check of light-tightness of the system using a box that was placed directly to the PMT bases, only one PMT was replaced. Next a μ -metal magnetic shield was placed around each PMT. Finally, the gaps between the PMTs and their μ -metal shields was filled with radioactively pure sponge-like material to provide additional isolation from light.

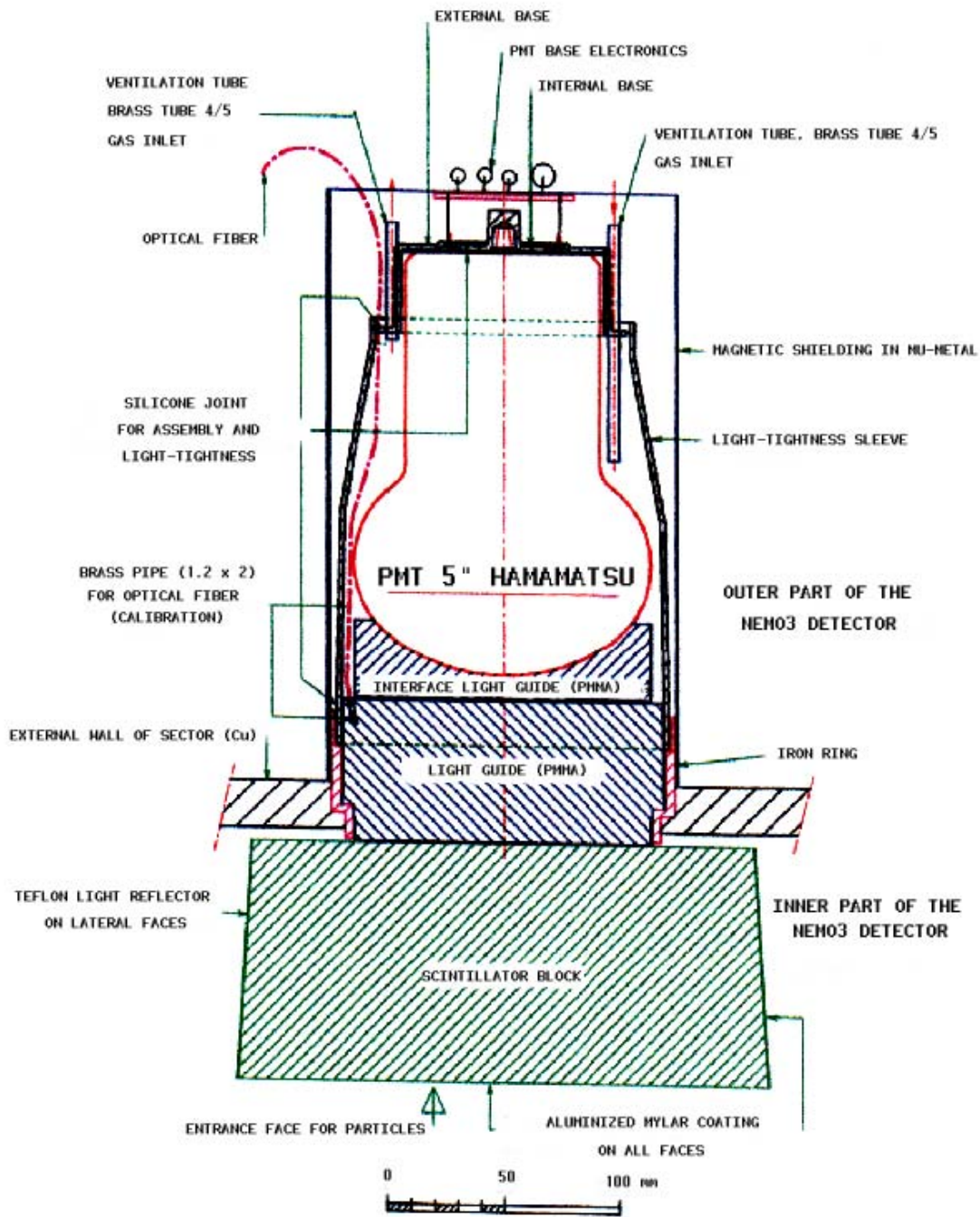


FIG. 3.32 – NEMO 3 scintillation counter unit for a 5" PMT.

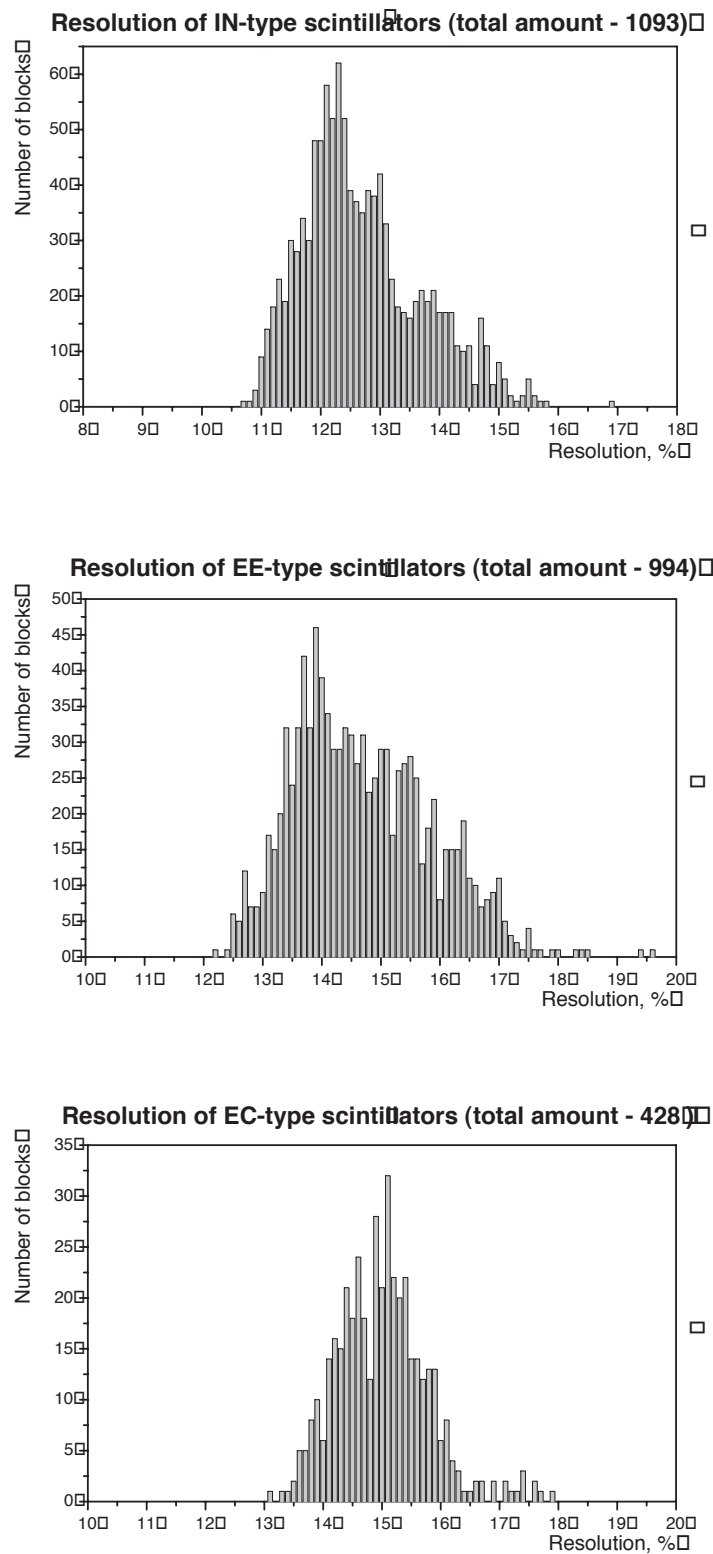


FIG. 3.33 – Energy resolution (FWHM) measurements from Dubna wall scintillators, respectively for IN, EE and EC blocks (with respectively 680, 520 and 260 blocks used for 20 sectors).

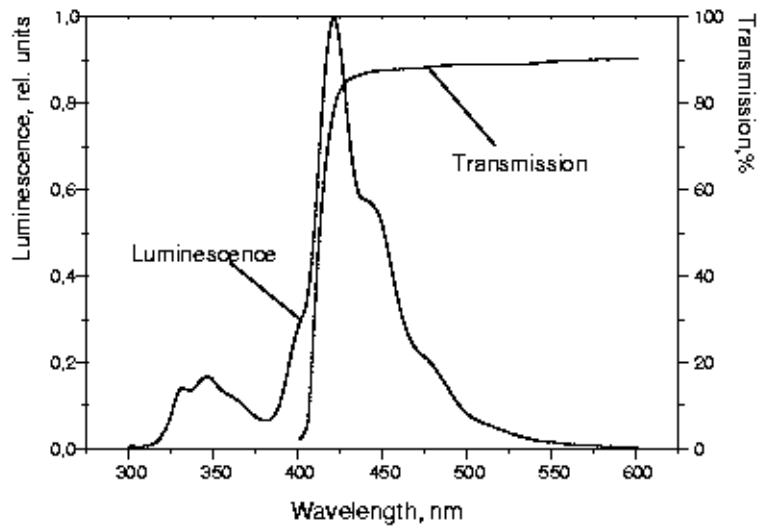


FIG. 3.34 – Luminescence and transmission spectra of polystyrene-based plastic scintillators, such as that used in the wall blocks, but not a NEMO 3 block, rather a cylinder 10 cm long and 3 cm in diameter.

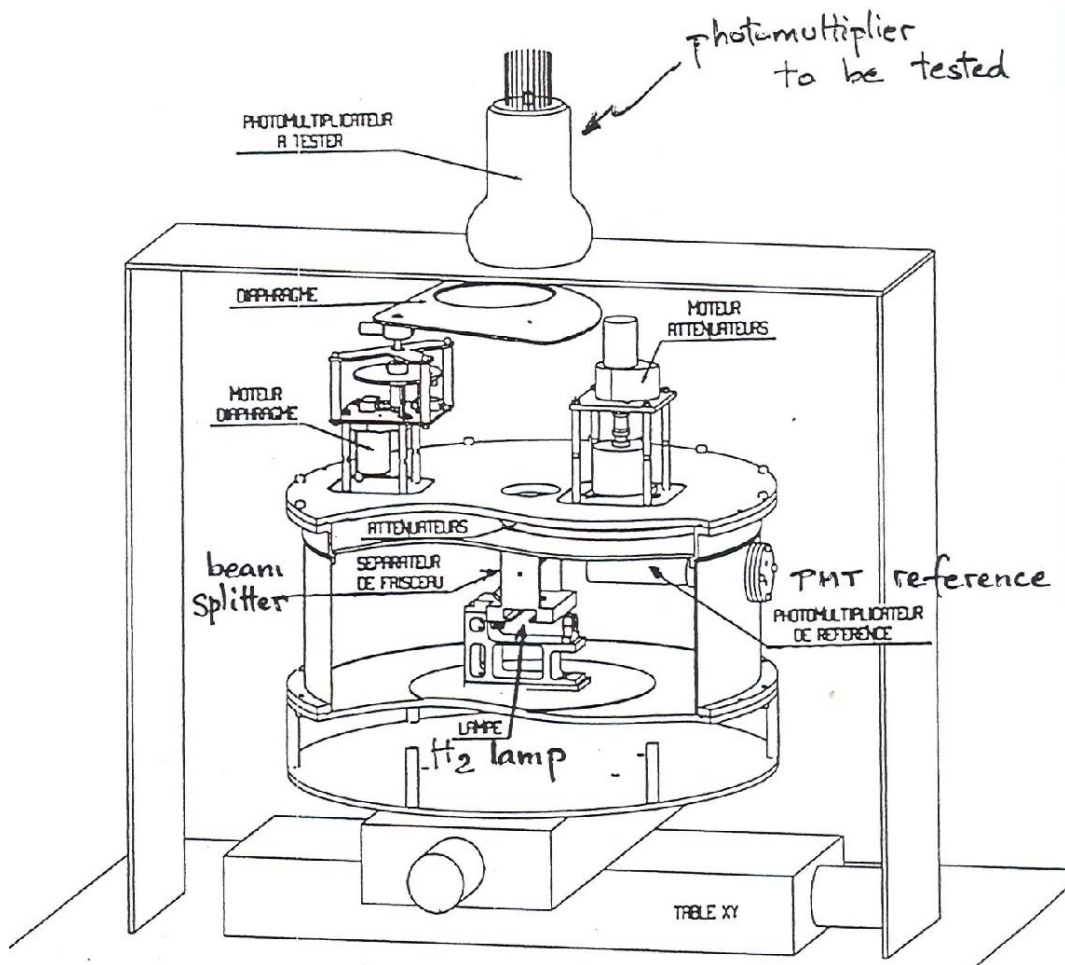


FIG. 3.35 – Principle of the PMT dedicated test station at IRIS.

FICHE DU PM WA0001

HT = 1383 V
 Bruit = 14.23 Hz

PM = 503.9 canaux
 Lampe = 140.0 canaux
 PM Ref. = 429.9 canaux

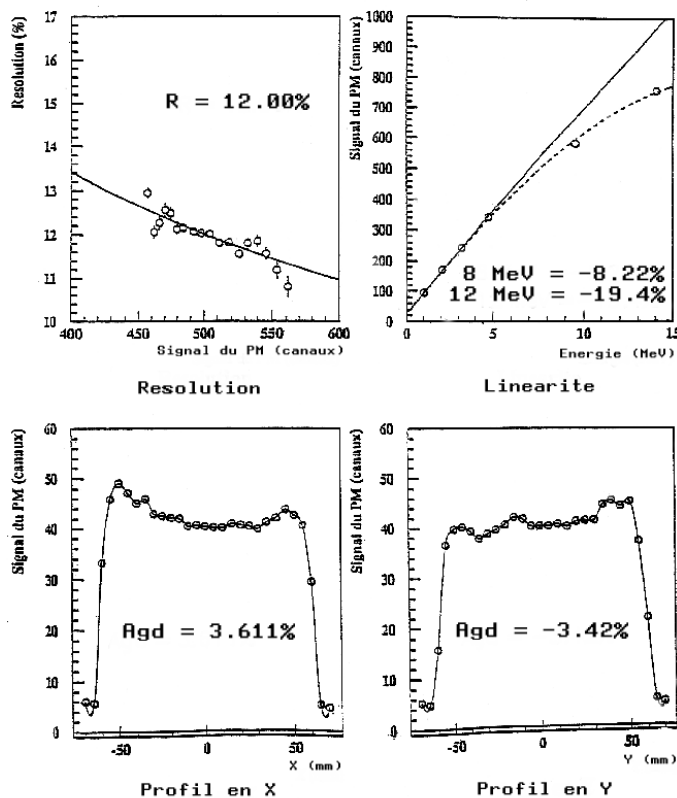


FIG. 3.36 – Characteristics of a 5" PMT obtained with the test station. This figure presents the HV value for a gain of 2×10^6 , the noise counts per second at minimal threshold of 33 keV (10 mV) and ADC channel number for PMT at 1 MeV energy, respectively written as “HT”, “Bruit” and “PM”. The four distributions show :

- on the left top, the energy resolution as a function of the ADC channels. At 1 MeV (500 channels) the typical resolution (FWHM) is 12%. A $1/\sqrt{E}$ fit is surimposed (where E is the energy).
- on the right top, the linearity, which is the PMT response in ADC channels as a function of the energy. The straight line corresponds to a fit on the first points up to 4 MeV. The dotted curve results of a polynomial adjustment. One can see the good linearity up to 4 MeV. The two values give the deviation to the linearity respectively at 8 MeV and 12 MeV energy values.
- the two last distributions, which are respectively called X and Y profiles, show the PMT response in ADC channels for an XY moving of the light pencil on the photocathode, obtained from measurements each 5 mm on X or Y. The A_{gd} value describes the left/right asymmetry for the PMT, with $A_{gd} = ((\text{left-right})/(\text{left+right}))$.



FIG. 3.37 – Scintillator mounting system on copper walls at CENBG.

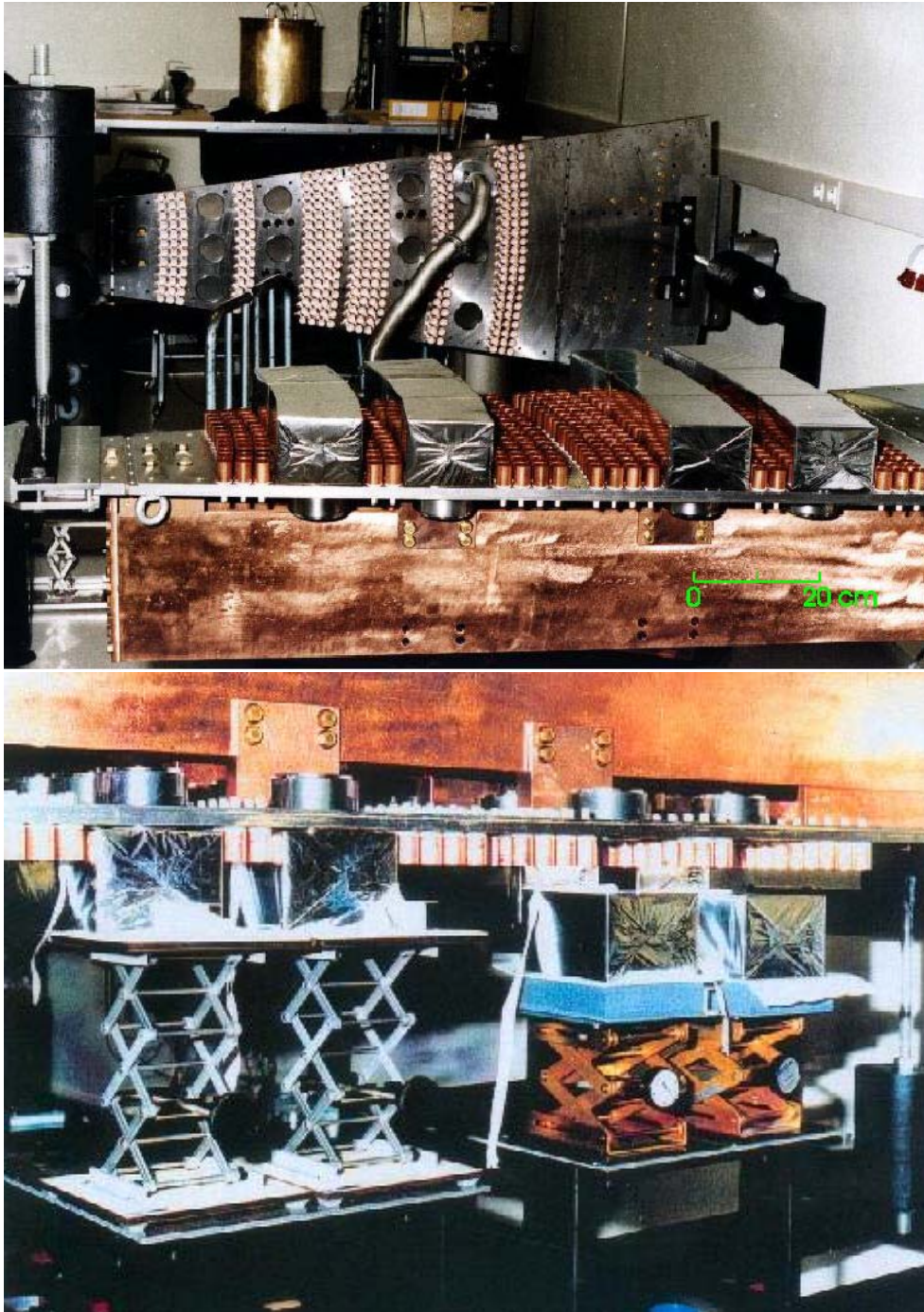


FIG. 3.38 – Scintillator mounting system on iron petals at IReS.

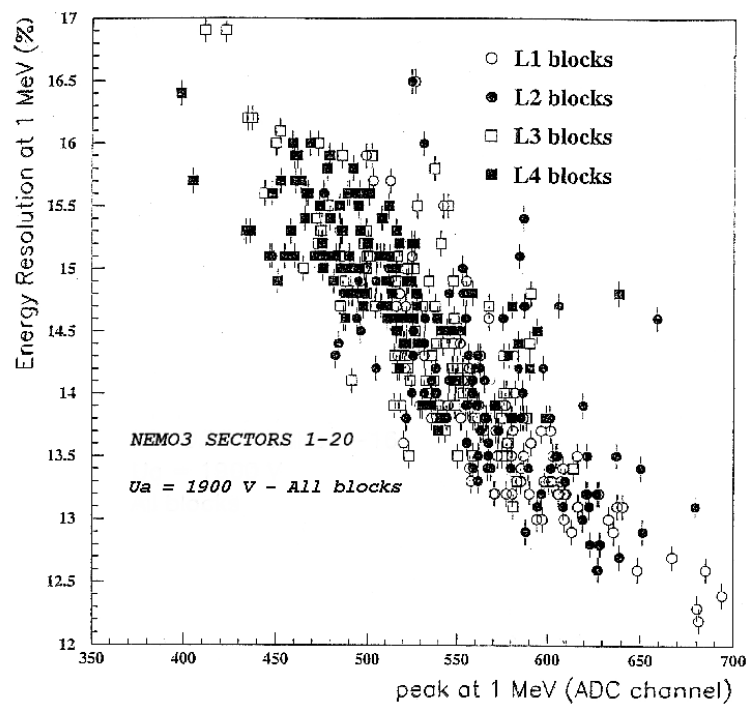


FIG. 3.39 – Test results of petal scintillator block validation for the 20 NEMO 3 sectors using the same Phillips 3" PMT as a reference. Figure shows the 1 MeV energy resolution (FWHM) for L1 to L4 blocks as a function of ADC channel.

3.2.4 The tracking detector

3.2.4.1 Description

The tracking volume of the NEMO 3 detector is made of layers of vertical wire drift cells working in Geiger mode (6180 cells with 39820 wires, including anode and ground wires). After a long period of research and development at LAL, which had the responsibility for the tracking, the optimal parameters were identified for the best resolution and efficiency while minimizing multiple scattering effects. This optimization involved a balance between two parameters which contribute to aging effects of the wires. The first is the diameter of the cell's wires which needs to be as low as possible for better transparency in the tracking device. The second is the proportion of helium and alcohol in the gas mixture.

In 2003, it was finally decided to add 1% of argon and 1500 ppm of water in the gas mixture to improve the propagation efficiency and the stability of the tracking detector.

3.2.4.2 Elementary Geiger cell

The cross section of each cell is octagonal in shape with a diameter of 3 cm. It is outlined by 8 wires, as shown in Fig. 3.40. The basic cell consists of a central anode wire surrounded by the 8 ground wires, which belong to four adjacent cells to minimize the number of wires. However, tests on prototypes have shown an electrostatic cross talk between the cells of adjacent layers. As explained in Section 3.2.4.4, to avoid this problem and after electrostatic simulations with the Garfield software²⁵, an extra ground wire was added to each cell between the different layers (but not between the cells in the same layer).

All the wires are stainless steel, 50 μm in diameter and 2.7 m long. The wires are strung between the two iron petals of each sector which form the top and bottom of the detector (see Fig. 3.13). On each end of the cell, there is a cylindrical cathode probe, referred to as the cathode ring, shown in Fig. 3.14 and Fig. 3.40. The cathode ring is 3 cm in length and 2.3 cm in diameter. The anode wire runs through the center of this ring while the ground wires are supported just outside the ring.

Compared to the previous prototypes, NEMO 1 and NEMO 2, there is a new mechanism for securing the wires in the petals. The advantages of this new mechanism are that it allows easy wire installation, avoids the radioactivity of solder, and provides simple serviceability if replacement is necessary. This wire support mechanism is made of three parts as shown in Fig. 3.41 and it allows to secure the wire in a hole machined in the petal, 25 mm long and 3.2 mm in diameter, using three pieces. A Delrin piece acts as a guide to center the wire, then a small rectangular piece of copper, with an electrical contact pin carved into one end, is placed in contact with the centered wire. To firmly secure the wire in place, a tapered half-cylinder of copper is pressed into the mounting hole associated with each wire.

Drift chambers usually work in proportional mode, for which there is, in general, a direct relation between the particle deposited energy and the corresponding electrical signal. In NEMO experiments, one uses the Geiger mode. It allows a saturated amplification of the signal, which can be easily read out with simple electronics (RC circuit).

In the NEMO 3 detector, the cells work in the Geiger mode with a mixture of helium gas with ethyl alcohol and then with addition of argon and water. Under these running conditions, the characteristic operating voltage for the anode wires is now around +1620 V. When a charged

²⁵Los Alamos National Laboratory, Los Alamos Accelerator Code Group

particle (e.g., a primary electron) crosses a cell, it ionizes some helium atoms. The ionized gas yields He^+ ions and around six secondary electrons per centimeter. When these electrons are far away from the anode wire the mean drift velocity is around $1 \text{ cm}/\mu\text{s}$. These electrons drift towards the anode wire at a speed of about $2.3 \text{ cm}/\mu\text{s}$ when the electrons are close to the anode (around $100 \mu\text{m}$), where the electric field is high. They are strongly accelerated and ionize gas, yielding to tertiary electrons, and so on. There is an avalanche effect, which produces UV photons (with a mean free path of around 1 mm). These UV photons in turn ionize gas around the anode wire producing photoelectrons.

These photoelectrons generate the primary avalanche. Readout electronics measures the arrival time of the avalanche on the anode wire. The anode signal is negative polarity (see Fig. 3.42), which is generated by the ions drifting in the wire chamber towards the anode wire. Measurements of these drift times are used to reconstruct the transverse position of the particle in the cells. The Geiger regime has a fast rise time for the anode pulse (around 10 ns) which can be used with a fixed threshold to provide a good time reference for the TDC measurements (see Section 3.2.5).

In the Geiger regime, the avalanche near the anode wire develops into a Geiger plasma which propagates along the wire with a speed of $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ ²⁶, depending on the working point (Geiger plateau) which is a function of the gas mixture and the operating voltage. Successive ionizations are created from UV photons produced in the Geiger plasma. The plasma creation and propagation yields a voltage generator, which becomes a current generator using the two cathode rings mentioned above. The electrons are collected by capacitive effect and form a positive cathode signal at each extremity of the wire. After the fast rise time of the current pulse at the anode wire (1), its amplitude is constant while the plasma propagates along the cell to both ends, as shown in part (2) of the pulse in Fig. 3.42. The amplitude of the anode pulse is halved when the plasma reaches one end of the wire (3) and is called the “one-plasma” amplitude. Then, the amplitude becomes zero when the plasma moving in the opposite direction reaches the other end of the cell (4). The arrival of the plasma at the ends of the wire is detected with the cathode rings and produce negative peaks on the anode signal as shown in Fig. 3.42. The propagation times are used to determine the longitudinal position of the particle as it passes through the cell.

The “one-plasma” amplitude of the NEMO 3 Geiger chamber is around 50 mV measured on 270Ω , that means a current of $200 \mu\text{A}$ on average for a total propagation time of $40 \mu\text{s}$ for initial gas mixture. The total charge of the plasma Q (around 10^{-8} C , that means $0.5 \cdot 10^{11}$ charges) represents few 10-fold enhancement compared to proportional chambers.

After triggering the Geiger cell has a dead time of around 500 ms , corresponding to the total ion collection, but this big value is not a problem for the NEMO experiment. The anode and two cathode signals for fired cells are converted in drift and propagation times by the readout electronics, using a fast calorimeter signal as a trigger.

The tracking detector initially used the gas mixture with helium and ethyl alcohol. Helium is a rare gas with a low Z value, which allows a good transparency of the chamber. Alcohol play the role of the quencher, which limits the photoionization process and the triggering of cells adjacent to a fired cell. Alcohol molecule has rotation and vibration energy levels. Thus it absorbs UV photons without emission of radiative energy, which could produce electrons from wires and trigger new avalanches. Alcohol also neutralizes He ions, which also could produce electrons from wires, leading to the use of alcohol ions as the charge carriers. When arriving on ground wires, they extract electrons as He ions could do it, but the excess of energy only breaks the molecule

²⁶6 to $7 \text{ cm}/\mu\text{s}$ before argon addition in the gas mixture

producing simpler molecules without photon emission.

However it is necessary to avoid a too high alcohol content, which could produce a too short path length for the UV photons and stop the total propagation of the Geiger plasma along the anode wire. The selected proportion of alcohol results from a compromise to avoid cell aging (see Section 3.2.4.4).

In 2003 argon and then water were added to the gas mixture of helium and alcohol, in order to stabilize the cell's behavior (see Section 3.2.8.5). With these final operating conditions, the total propagation time along the anode wires is $52 \mu\text{s}$.

3.2.4.3 NEMO 3 tracking device

Tracking in a 25 Gauss magnetic field were first investigated by Monte-Carlo simulations. The study revealed the optimum configuration of 18 layers of cells. Taking into account multiple scattering in the track reconstruction the result was four layers near the source foil (respectively of 16 and 18 cells for internal and external parts) followed by a gap, then two layers (respectively of 14 and 20 cells) and another gap followed by three layers (respectively of 12 and 23 cells) near the scintillator wall (the "4-2-3" layer configuration, see Fig. 3.40). Thus, there are nine layers on each side of the source foil and possibly 9 cell measurements to optimize track reconstruction. The gaps between the groups of cell layers is due to the position of the plastic scintillators on the petals. The four layers near the source foil are sufficient to provide a precise vertex position. Two layers in the middle and three layers close to the plastic scintillator walls provide good trajectory curvature measurements.

3.2.4.4 Choice of the wire and gas mixture [71]

Initially, NEMO 3 was proposed [59] with the tracking detector made of cells, 2.70 m long, with a nickel anode wire, $100 \mu\text{m}$ in diameter, and stainless steel ground wires, $30 \mu\text{m}$ in diameter, in a gas mixture with helium and ethyl alcohol at 10°C . Studies with prototypes between 1993 and 1996 have shown that this proposal was not realistic. First prototype tests realized to choose the cell and wire configurations were carried out with the same gas mixture and temperature than in the NEMO 2 detector, that means helium gas with ethyl alcohol at 10°C .

- **Choice of the cell configuration**

In the NEMO 3 proposal, an octagonal cell was designed with one anode wire surrounded by eight ground wires. Compare to NEMO 2 tracking chamber, where in worst configuration one 30 mm diameter cell had two neighboring cells only in the same layer with two common ground wires each, the NEMO 3 first proposal for cell configuration was defined to minimize the wire number. Thus, in the worst configuration, it was proposed to surround one 28 mm diameter cell by four cells (two in the same layer as in NEMO 2, and two from adjacent layers) with two common ground wires each.

In 1994, first prototype 9C30 with 9 cells (3x3) as shown in Fig. 3.43 was realized and tested. There were 30 mm between two anode wires and same HV value put in all cells. It appeared there was a problem with central cell (wire 5), which was surrounded by the eight other cells, involving the need of much higher HV value to obtain the same propagation time and plasma amplitude than other cells.

This difference in working points ($\sim 130 \text{ V}$ for $HV = 1840 \text{ V}$) for the middle wire was checked and explained using electrostatic simulations of this 9C30 prototype with Garfield software, as shown in Fig. 3.44. The first conclusion was the need to use one HV value per layer.

These simulations also helped to define the new design for NEMO 3 in order to improve electrostatic separation between cells of adjacent layers and obtain nearly similar working points for all cells. By adding a third ground wire between neighboring cells of adjacent layers, the difference between working points became only 40 V, always for a HV value of 1840 V (see Fig. 3.44). This behavior was then checked with a new prototype designed with this new configuration (9C28 as shown in Fig. 3.46). Putting a HV value of 1840 V in anode wires of cells belonging to the two external layers and 1880 V for cells belonging to the middle layers, the nine cells of this prototype showed the same propagation times and amplitudes.

- **Wire material and diameter**

First, to avoid problems with magnetic field, it was necessary to use stainless steel not only for ground wires but also for the anode wires.

Second, studies with the 9C28 prototype showed that for some wires Geiger plasma propagation was not always complete along the wire. This behavior, which could be explained by defects on the anode wires, was a very important problem and a long study was carried out to find the best quality wire, that means with no defect on the wire and with the best uniformity on the wire diameter. A special machine was build to test the quality of different production wires (see Fig. 3.47). Results of tests for numerous wire production (with different diameters and materials), it appeared that stainless steel wire from Trakus Company²⁷ was the best one for each tested diameter (30, 40, 50 and 100 μm). Moreover, after the final choice of wire diameter (see conclusions of this Section), Trakus factory realized a special production run of a 200 km long cold drawn stainless steel wire, to ensure the high quality needed and also the precision on the wire diameter.

Finally it was decided to build a bigger size prototype in LAL before the realization of the first NEMO 3 sector (with this new chosen configuration), in order to test with more cells the following points : the use of stainless steel anode wire (instead of nickel); the new gripping system for wires; gas contamination, which could explain the wire defects; electric connections, HV distributions and readout electronics; magnetic effects; etc...

This 20C28 prototype (as shown in Fig. 3.48) consisted of four adjacent layers, which is the maximal configuration for NEMO 3, with 5 cells in each layer, 28 mm between two anode wires and one ground plane to simulate the NEMO 3 source foil. These studies showed a problem, which is well known for wire chamber : the aging.

- **Compromise between gas mixture, wire diameter and wire material to solve aging problems**

The use of the wire with diameters initially proposed for the NEMO 3 detector and the same gas mixture as in NEMO 2 was not possible due to mentioned aging problems, which produced deterioration of performances of the wire chamber. With ground wires 30 μm in diameter and anode wire 100 μm in diameter, in a wire chamber filled with the "NEMO 2 gas mixture" consisting of helium and ethyl alcohol at 10° C, bad cell behavior appeared very fast, with high counting rates and breakdowns.

As a consequence, a exhaustive R&D program was realized in LAL to understand this wire chamber aging. Aging phenomena constitute one of the most complex and serious potential problems in a wire chamber. Studies began in the 50's and 60's on the dissociations of quenching vapors in Geiger tubes; in the 70's, studies of aging effects have been done in multiwire proportionnal chambers; finally, a good understanding with numerous tests appeared in the 80's (see [72] and [73] for reviews on wire chamber aging).

²⁷Trakus factory, Germany

There are various possible explanations for aging. The “classical” aging effects could be attributed to the formation of polymeric deposits due to chemical reactions in the avalanche processes with two different effects for anode and ground wires : anode wire deposits decrease the gain (directly, by conducting deposits, or indirectly, by dipole charging up), when ground (cathode) wire deposits induce self-sustained discharges, because positive ion accumulation (which forms a thin insulator layer deposit) on ground wires creates high dipole field, inducing electron extraction (this is called the Malter effect since the explanation given by Malter in 1936 [74] for the aging of cathode surfaces for Geiger tubes).

Many experiments have demonstrated that the addition of alcohols and water tends to stabilize the detector operation, which is good for NEMO gas mixing using ethyl alcohol, but not to cure the Malter effect.

Also there were a lot of studies about the influence on anode aging of the wire surface quality, the nature and purity of the gas mixture, different additives and trace contaminants, construction materials, gas flow, high-voltage, anode and ground wire dimensions [72].

Using all these informations, various prototypes were realized to find at least one gas/wire combination allowing stable functioning of the chamber with full plasma propagation, avoiding aging (without high counting rates, discharges or breakdowns) and keeping a good transparency for the NEMO 3 tracking chamber (that means not increasing a lot the density of matter, but able to work without aging during at least five years). As a result of these NEMO 3 tests, it was found that :

- to avoid aging, it is important to increase the ground wire surfaces compare to the anode one ;
- using “NEMO 2 gas mixture” and various combinations of wire diameters, for an anode wire of a given diameter (for example 100 μm), the ground wires should have at least the same diameter (that means 100 μm , so a loss of transparency if keeping both these proposed anode wire diameter and gas mixture) ;
- to improve the transparency, tests were done using copper coated ground wires in Nylon (sputtering technique was used for copper deposit on Nylon wire), 100 μm in diameter to keep the same 100 μm diameter for all the wires but using the low Z value of Nylon compare to stainless steel ; this study also revealed the importance of the diameter homogeneity and mechanical properties for the wires ;
- decreasing the diameters of both anode and ground wires, it was necessary to increase the proportion of alcohol quencher in the gas mixture (and then to add argon and water to stabilize the chamber functioning as explained in Section 3.2.8.5) ;
- to minimize the effect of contamination, which could stop the plasma propagation, it was very important to ensure the surface quality of the wires.

• **Conclusions**

In conclusion of these three years of studies (with prototypes and with the first sector of NEMO 3, which is now used as a spare sector), all the wires in the NEMO 3 detector were chosen to be stainless steel (for the use of magnetic field), 50 μm in diameter, with gas mixture of helium, ethyl alcohol at 14° C (this temperature corresponds to alcohol with 40 mbars of partial pressure in the mixing and allows the use of 1,900 V as maximal HV in anode wires in the LSM²⁸), with the addition of argon and water (see Section 3.2.8.5).

The studies have also shown that a new ground wire was necessary to avoid electrostatic cross-talks between the cells. Thus the octagone of ground wires was realized with 9 wires for layers

²⁸Maximal allowed HV value from NEMO power supplies was 2,000 V

with only one adjacent layer and with 10 wires for those with two adjacent layers. For cells in the same layer with common HV, no wire was added (see Fig. 3.40). It must be noted that this addition of wires degrades the transparency of the detector.

Finally, these studies with prototypes also confirmed the need for a very high quality wire to ensure proper plasma propagation. Precision in the 50 μm diameter of the chosen wire (special production run from Trakus company) is better than 1%. The ground wires were then cleaned with heptan. For the anode wires the same cleaning process was used but with the addition of heating (650° C) to bake impurities from the surface.

3.2.4.5 Assembly and wiring of a sector

To suspend the wire cells the iron petals have an intricate pattern of holes drilled in order to support the 4-2-3 layer configuration. The 1682 holes drilled per sector for the ground wires are 25 mm deep and 3.2 mm in diameter. These mate tightly with the wire securing mechanism. There are 309 larger central holes drilled in each sector, 16 mm in diameter, which were designed to receive a Delrin plug which insulates central anode wire at high voltage. The center of this plug contains a hole to receive the same wire securing device as the ground wires. This plug also holds the copper cathode ring, which protrudes into the tracking volume. To measure the arrival of the plasma at the cathode ring a copper connector passes through the Delrin plug and is attached to the cathode ring. In the construction of the sectors the machining of the 1991 holes were made at the SRM (LAL) and the central plugs were installed before they were sent to IReS where the scintillators were installed in the petals. Walls and petals were then transported to LAL where the sectors were erected and wired.

- **The dedicated zone**

All the next operations on the sectors, from wiring to glue coating, were made in a dedicated area²⁹, as shown in Fig. 3.49. There were a class 10,000 clean room (1) with a surpressure system while each sector being supported horizontally in a gimble capable of rotating 360 degrees, a small room for the cleaning of the wires, an another room with a removable roof and a special container to test the sectors (2) and finally a surpressure framework (3) for the final gluing. Other parts of this area were used for moving and rotating of the sectors.

- **The wiring procedure**

The sectors were wired in the clean room, using a rotating gimble allowing an optimal access to the holes for wiring (see Fig. 3.50).

The wire securing procedure was the same for the ground and anode wires but the wire spool had to be changed to take advantage of the heating of the anode wire. The wire was thread by a technician across the 2.7 m of the detector using a long needle. The wire was then secured first at one end and then prestressed with a tension of 50 g. Finally, the second end was secured. Wires were strung layer by layer, alternating ground and anode wires. After stringing a layer of the anode wires there were tests of the insulation of the central plug. This test was made by placing 2,500 V on the anode wire, which was a very sensitive test of the wire tension. It also excluded the possibility that the anode wire had been wind round a ground wire. The wiring of one sector took about four weeks for the 1991 wires. When it was completed a second impedance check was made on the anode wires and the resistance of the wires was measured ($\sim 1240 \Omega$) to test the wire continuity. The sector was then stored with a nitrogen purge to eliminate dust that might

²⁹Hall 1 of building 200, in LAL

otherwise be deposited on the wires. Fig. 3.51 and Fig. 3.52 show pictures with details of petals during the sector's wiring.

Note that the collective tension of the 40,000 wires of NEMO 3 applies 2 tons of compression on the petals. To address this problem two copper stiffening ribs were placed on each petal (the ribs can be seen in Fig. 3.13).

- **Test procedure for each sector**

Cells were considered of high quality if at operating voltage two conditions were satisfied simultaneously : the counting rate was free of secondary triggers and electrical discharges while the Geiger plasma propagated to both ends of the cell. A special container measuring 6.4 m³ (see Fig. 3.53 and Fig. 3.54) was manufactured at LAL and used to test each of the 20 sectors. The anode signals were checked with an oscilloscope, using cosmic rays and natural radioactivity as sources. During this test the cathode rings were connected to the ground, in order to see the two negative peaks on anode pulses confirming plasma propagation along the complete cell (as shown in Fig. 3.42).

The measured counting rate in the cells using cosmic rays was around 60 Hz compared to 2 Hz in the LSM before the coil and shields were added. Thus, a test for one week at LAL corresponded to several years of operation in the LSM. As a result of the anode tests, it was found that on average 10 of the 340 anode wires were replaced per sector. Fewer than 10 ground wires per sector needed to be replaced. This exercise also demonstrated the efficiency of cell repair.

- **Gluing and cabling of the sectors**

The final step, to ensure a tight seal to contain the helium, was the gluing of the wires, which used first silicon RTV to outline the regions to be sealed, and then Araldite. Tubes made of Rilsan that are 10 mm in length and 10 mm in diameter were first glued with standard Araldite around each anode signal pin. This provides electric insulation between the anode and ground pins. The next task was to seal the holes associated with the Geiger cells.

Given that the geiger cell layers have the 4-2-3 pattern and that the internal and external half sectors have their layers of four back to back with only the gap for the source foil, it was reasonable to seal these eight layers as one. Thus there were five arches of Geiger cells that need to be sealed instead of six (see Fig. 3.40). To accomplish this the silicon RTV was used to outline the regions to be sealed. The regions were then sealed with Araldite (Fig. 3.55 shows glue sealed regions for adjacent sectors in the LSM). A gas seal was also formed between the petals and walls, at the exterior of the sectors.

The iron disks were also glued onto the interface light guide for the three 5" PMTs which are the outmost layer of PMTs on the petals known as L4-type light guides.

Anode and cathode cables with one extremity connected to the distribution daughter boards were finally connected to each sector before its transportation to the LSM as shown in Fig.3.56.

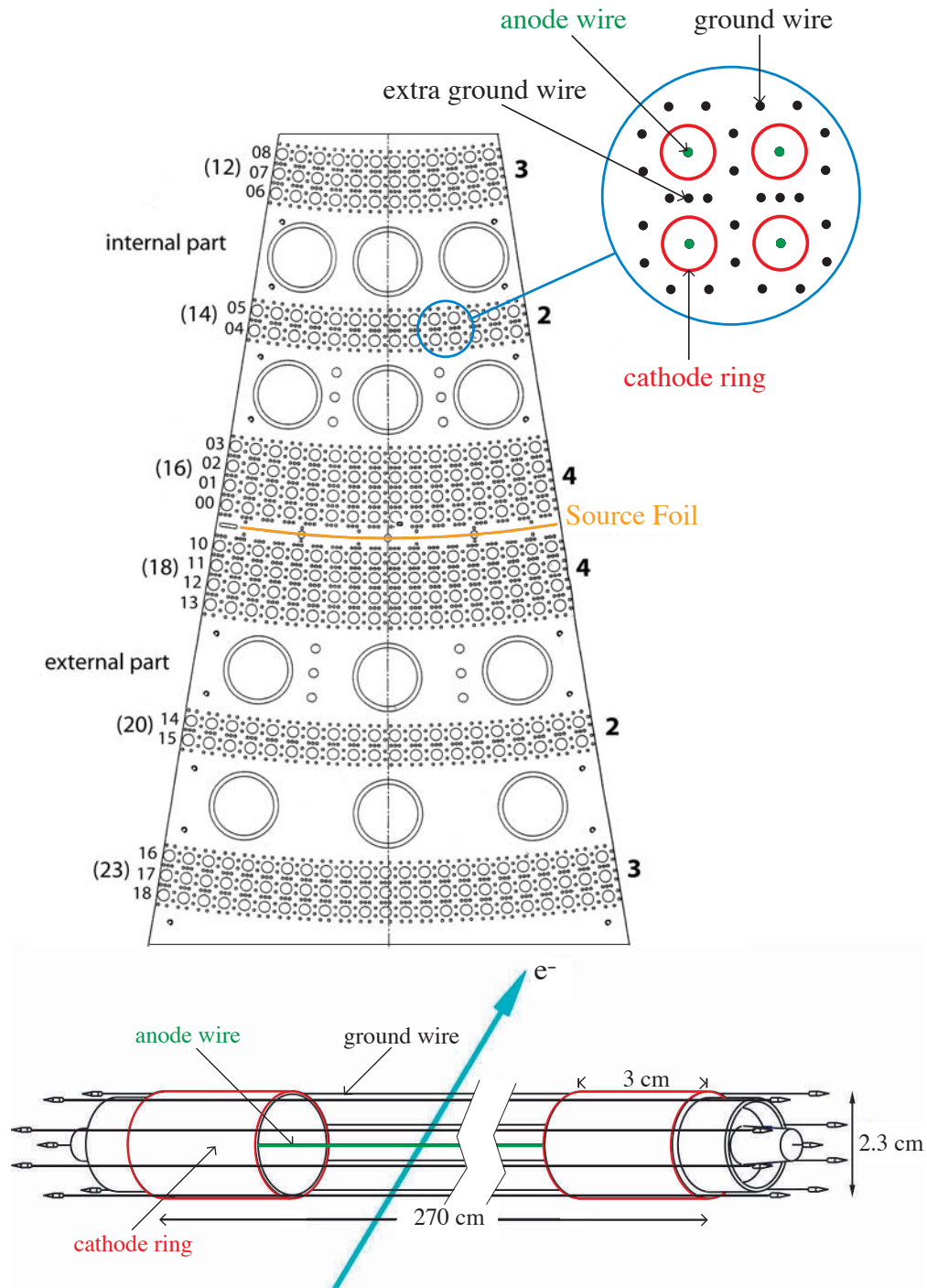


FIG. 3.40 – Top view of one petal of the NEMO 3 sectors with a detail of four Geiger cells and view of an elementary Geiger cell. The basic cell consists of a central anode wire surrounded by 8 ground wires, which belong to four adjacent cells, with an extra ground wire between layers as detailed in the right top of the figure. All the wires are $50 \mu\text{m}$ in diameter and 2.7 m long. On each end of the cell is the cathode ring, 3 cm in length and 2.3 cm in diameter. The anode wire runs through the center of this ring while the ground wires are supported just outside the ring. One can see the “4-2-3” configuration, with nine layers on each side of the source foil numbered 00 to 08 and 10 to 18 respectively for the internal and external parts (in brackets are given the number of cells in each layer).

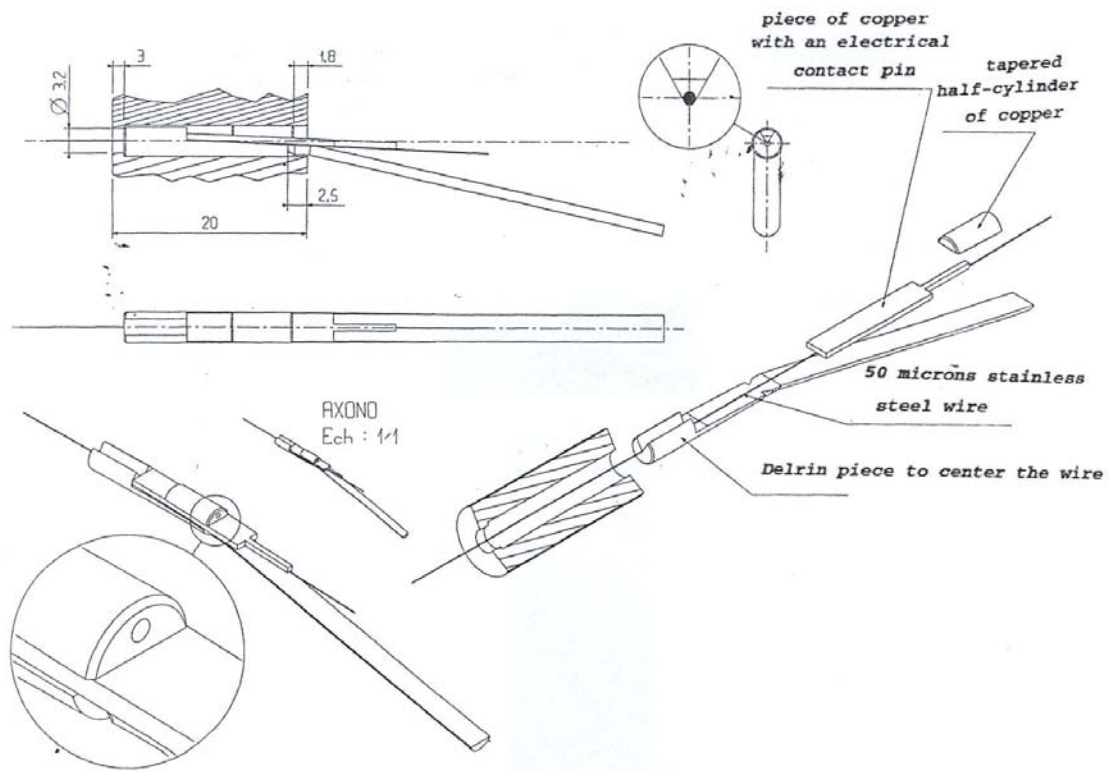


FIG. 3.41 – Wire support mechanism, with Delrin center, copper electrical pin and copper tapered half-cylinder.

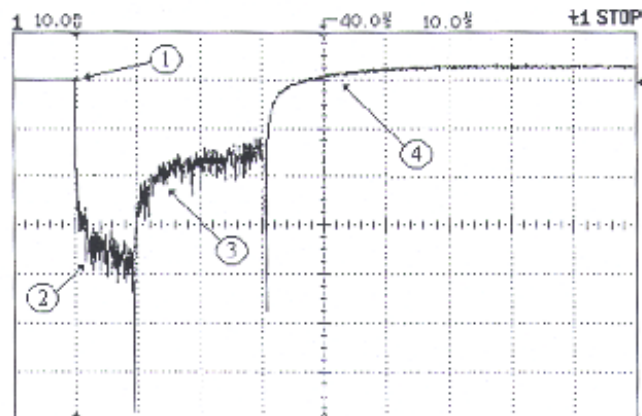


FIG. 3.42 – Anode pulse (on 270 Ω), with a “one-plasma” amplitude of around 50 mV, that means a current of 200 μA on average for a total propagation time of 40 μs , with a gas mixture of helium and alcohol.

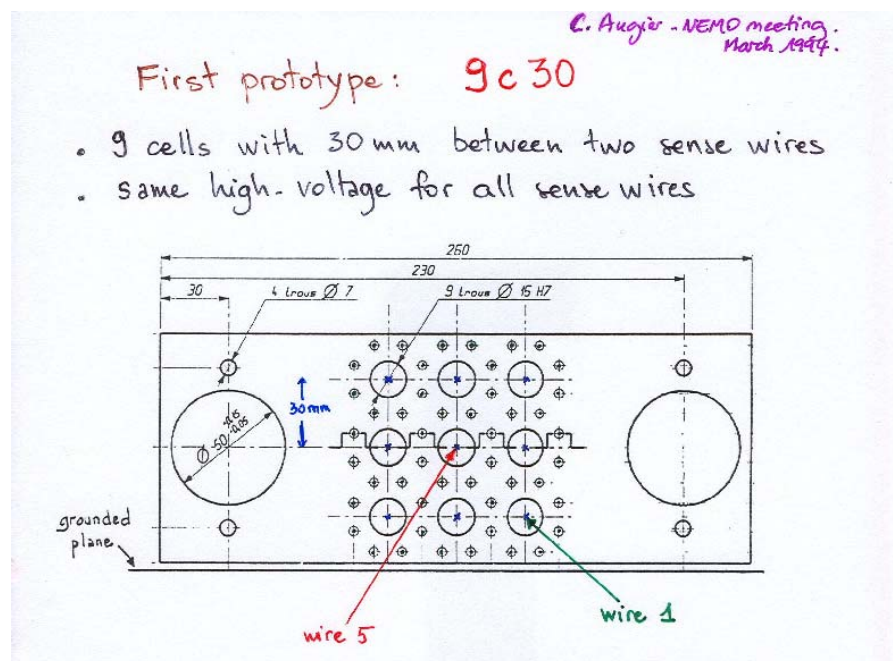


FIG. 3.43 – Configuration of the first prototype 9C30 (side view), with 9 cells and 30 mm between anode wires. For the same HV value put in all cells, it showed a very different behavior for wire 5 than for other wires, with a propagation time of $80 \mu\text{s}$ instead of $60 \mu\text{s}$, and a 1-plasma amplitude of 5 mV instead of 10 mV.

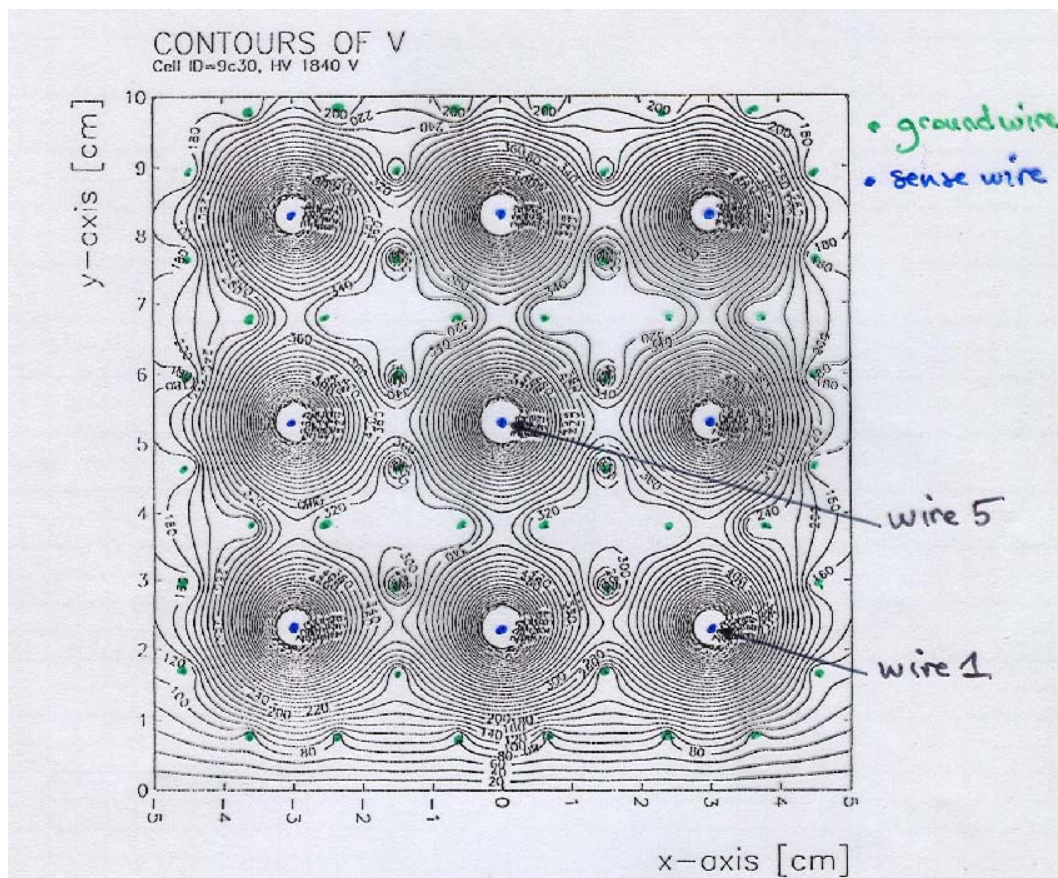


FIG. 3.44 – Garfield simulation of the 9C30 prototype, showing that common equipotential lines between two adjacent cells of different layers were for $V = 340$ V (it was around 200 V for NEMO 1 configuration). Thus the gradient $\Delta V = HV - 340$ V was too low.

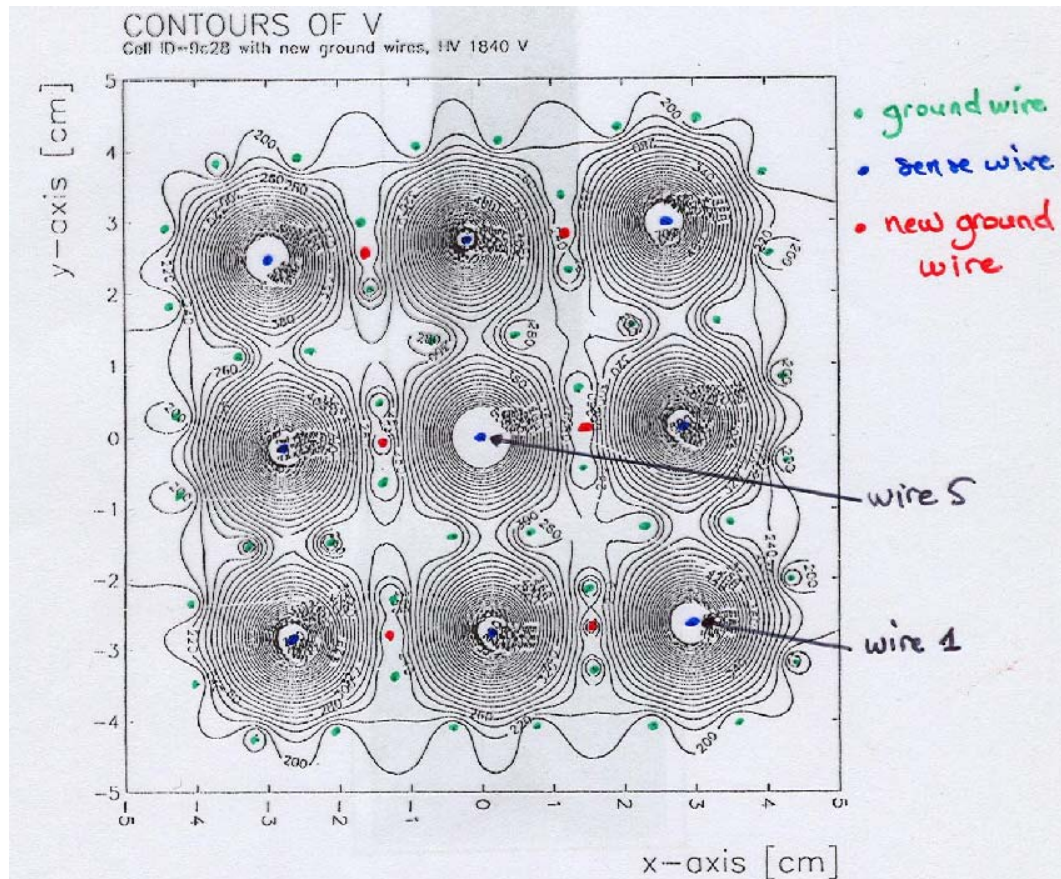


FIG. 3.45 – Garfield simulation of a 9C28 configuration with extra ground wire between cells of adjacent layers. In the same HV conditions than in Fig. 3.44, common equipotential lines between two adjacent cells of different layers were now for $V = 260$ V. Thus the gradient $\Delta V = HV - 260$ V was higher than for 9C30 configuration and implied a better electrostatic separation between cells with this extra ground wires.

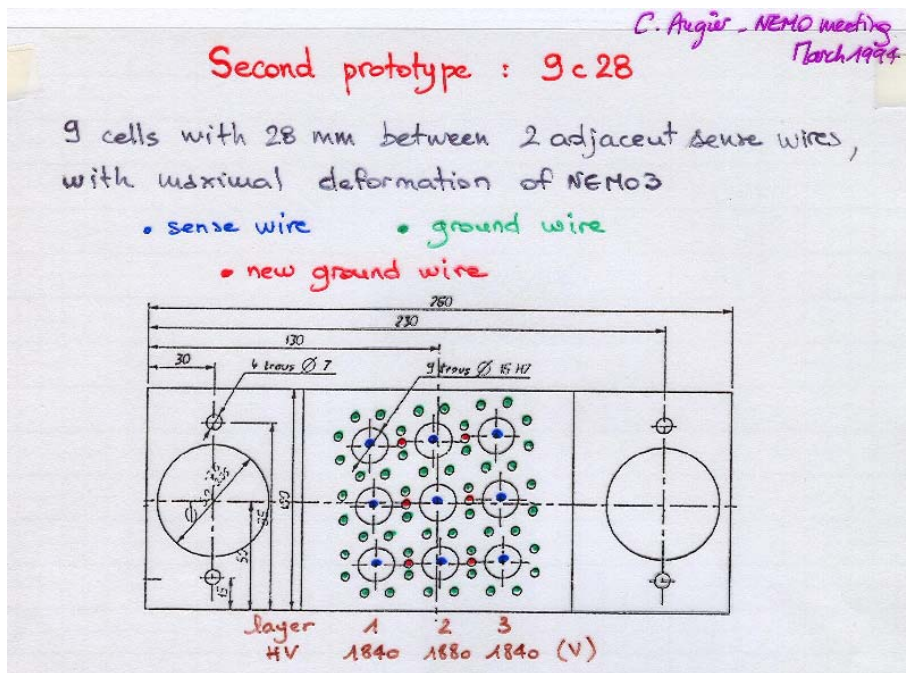


FIG. 3.46 – Configuration of the second prototype 9C28 (side view), with 9 cells, 28 mm between anode wires and an extra ground wire added between cells of adjacent layers. For HV values of 1880 and 1840 V as indicated on the figure, all cells showed the same propagation time of $60 \mu\text{s}$ and 1-plasma amplitude of 10 mV. It must be noted that compare to the 9C30 prototype, the new distance of 28 mm between anode wires and the slightly deformed geometry reproduced the final design of the NEMO 3 sectors.

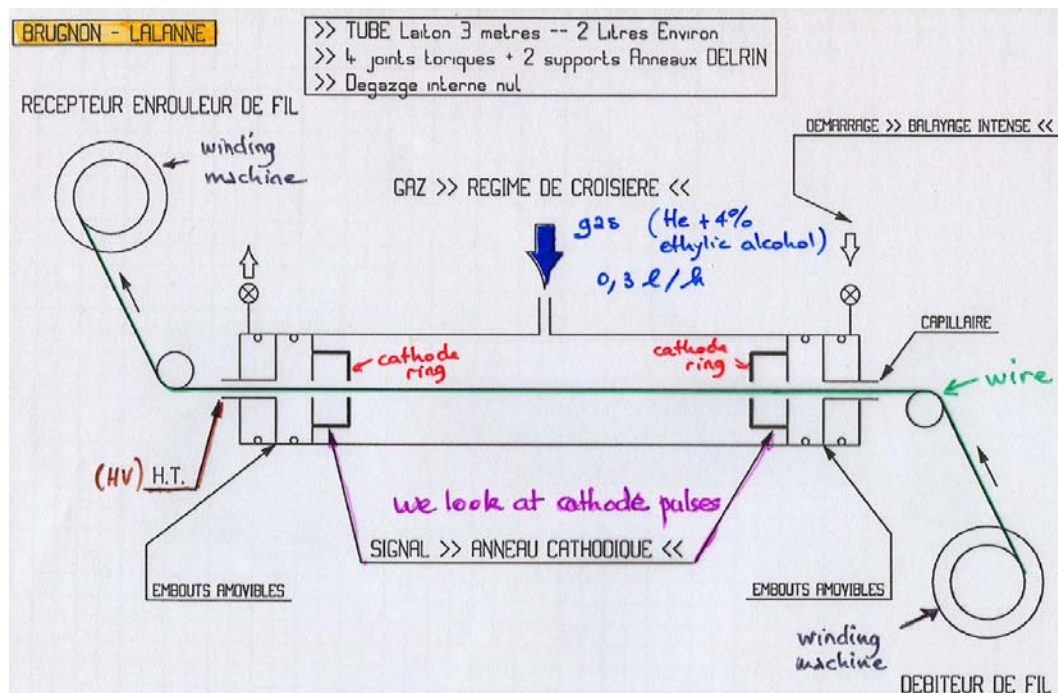


FIG. 3.47 – Desig of the machine used to test the anode wire, which was passed through a brass tube, 3 m long, 28 mm in diameter and with cathode rings at both extremities to reproduce a NEMO 3 cell. The tube was filled with the same gas mixing than in prototypes (helium + alcohol at 10° C, with a flux of 0.3 l/h). Putting HV on anode wire, presence of the two cathode peaks was checked on anode signal (as shown in Fig. 3.42) to ensure the full plasma propagation along the wire.

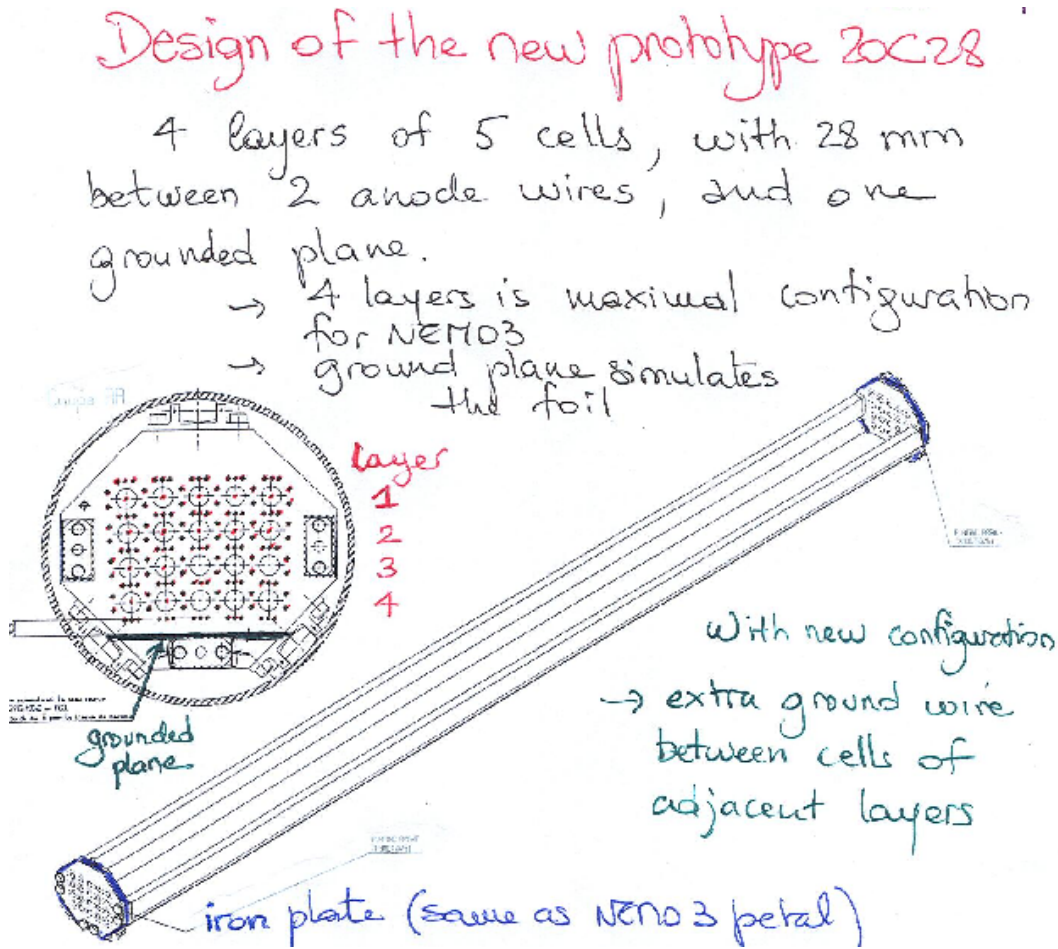


FIG. 3.48 – Configuration of the third prototype 20C28, with 20 cells (four layers of five cells each), 28 mm between anode wires and the extra ground wire added between cells of adjacent layers.

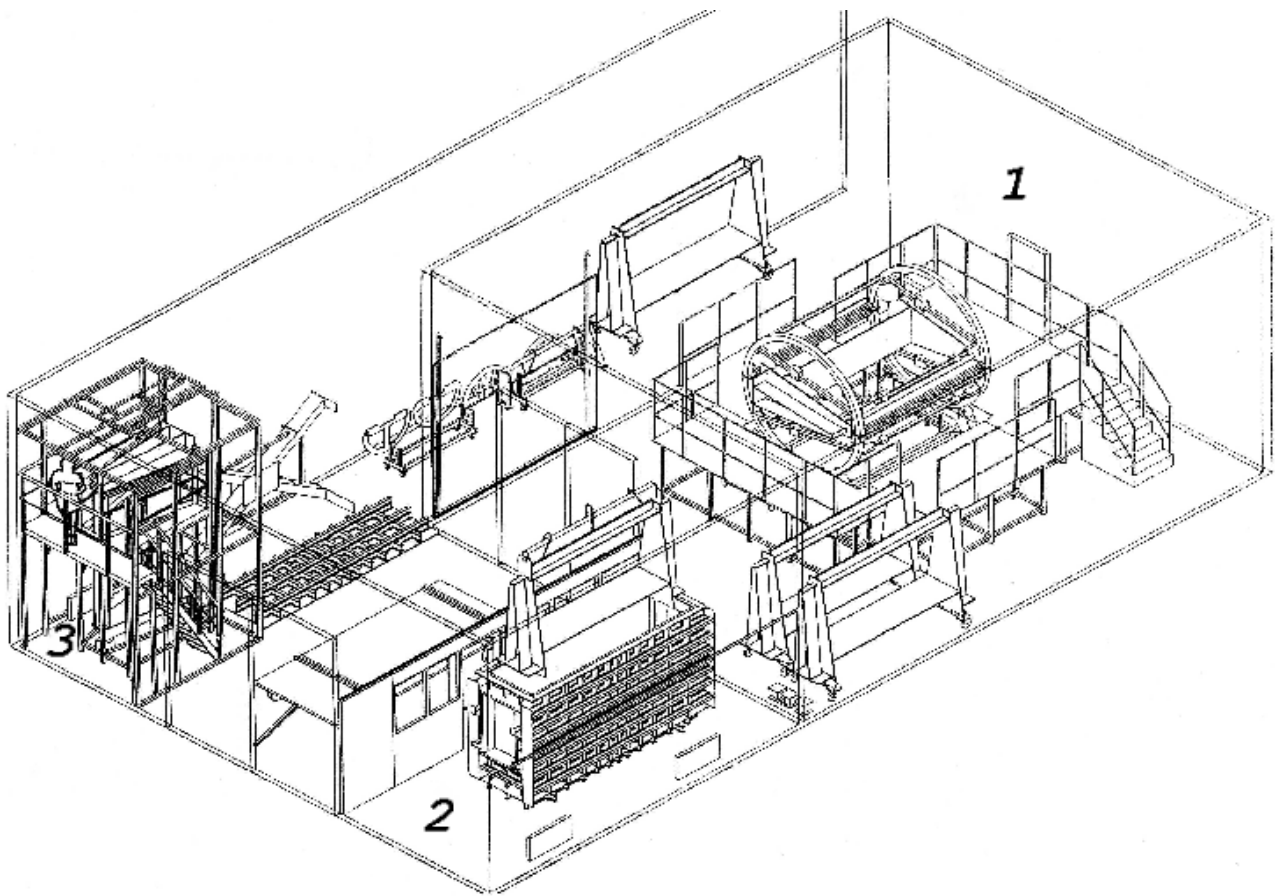


FIG. 3.49 – General drawing of the “Hall 1” in LAL, dedicated to the NEMO 3 tracking detector realization of each sector. One can see the clean room (1) for the wiring and wire replacement, the test room (2) with a moving sector, and the glue coating framework (3).



FIG. 3.50 – Photography of the gimble used for the wiring, installed in the clean room. The gimble was composed of two half-arches for an easy introduction of the sector. It used an electrical system for the 360° rotation and was surrounded by many removable platforms. One can see a sector in the gimble during wiring and on the left side another sector with its protection shields, waiting for bad wire replacement after the test procedure.



FIG. 3.51 – Photography of a petal sector during wiring. The operator blocked up the tapered half-cylinder in copper for an anode wire.



FIG. 3.52 – Photography of a petal sector during wiring. The operator passed the needle attached to stainless steel wire through the corresponding hole in the petal.



FIG. 3.53 – Realization of the special container used to test each sector after wiring.



FIG. 3.54 – Temporary cabling of one sector in the special container before tests of the wire chamber.

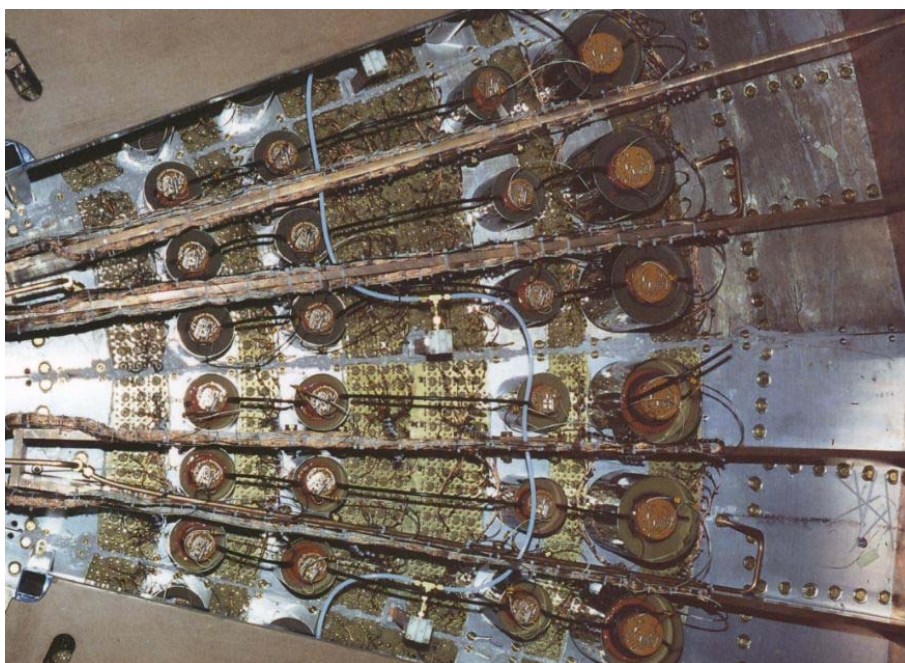


FIG. 3.55 – View of the five sealed regions in the top petals of adjacent sectors in the LSM.



FIG. 3.56 – Picture of the anode and cathode cabling in LAL.

3.2.5 Electronics, trigger and data acquisition systems

The NEMO 3 detector comprises of an independent calorimeter and a tracking detector. The readout electronics, data acquisition and a trigger system systems are inter-dependent. They are separated into modules which share a VME bus. This design permits not only $\beta\beta$ runs, but also different tests to adjust and calibrate the detector.

3.2.5.1 Calorimeter electronics

The choice of low radioactive materials was essential not only for the PMTs but also for their high voltage distributions bases. Thus, the PMT bases are made of FR2³⁰ printed circuits equipped with SMD³¹ polycarbonate or polypropylene capacitors and resistors (see Table 3.43 for the radioactivity measurements of all the PMT components).

The PMT bases were designed with a tapered voltage divider to improve the linearity under conditions of high current. Fig. 3.57 shows the high-voltage (HV) distributions for 3" and 5" PMTs. R4 and R5 resistors could be removed, in order to change the R_{base} value. Tests carried out at the IReS laboratory identified these fixed sets of resistors (chosen between only R3 resistor, R3 and R4, or R3, R4 and R5) for each PMT base which control the voltage between the photocathode and the first dynode so as to optimize the time resolution.

The HV cables³² have a mean length of 11 m and the PMTs are run with positive HV so the photocathode is at ground. The signal cables³³ are connected to the calorimeter acquisition boards via Nicomatic multiaxial connectors (8 or 4 channels). The cable length is 11.30 m for the 5" PMTs and 10.60 m for the 3" PMTs. The difference in cable lengths corrects for the different transit times of the two different types of PMTs. It should also be noted that the HV decoupling capacitor for the signal cable is on the acquisition board.

The mean values of the HV is 1350 V for the 5" PMTs and 1800 V for the 3" PMTs, with the base currents being less than 350 μ A for each. Three large power supplies from C.A.E.N.³⁴ are used to supply the HV for the 1940 PMTs. HV control is done using RS232 connection with a computer or using CANbus connection with the survey PC of the experiment (see Section 3.2.5.5). This control allows to set the HV values of the 24 channels of each power supply board with a resolution of 0.2 V. There is also a global current measurement with a resolution of 2 μ A. Each HV channel is shared in parallel by three PMTs via a distribution board, using AMP multicontact connectors.

Each PMT is connected to its HV channel through two resistors R_1 and R_2 put on the associated distribution board. There are nine boards per sector, each corresponding to four HV channels. One channel allows the same HV value to be distributed to three sets of variable resistor $R = R'_1 + R'_2$, one for each PMT, which is a voltage divider. Thus there are finally $9 \times 4 \times 3$ allowed distribution channels per sector, that means 108 channels to distribute 97 PMTs (see Fig. 3.58). The distributions boards are distributed in four racks, with one crate per two sectors (18 boards) :

³⁰phenolic paper

³¹Surface Mounted Device

³²SM50 coaxial cable from AXON, with a diameter of 1.05 mm

³³50 Ω coaxial cable, type KX3B in polyethylene dielectric

³⁴C.A.E.N. HV power supply type SY527 10 boards A938 AP, 24 channels each, with HV AMP 201310-3 multicontact connectors, at maximum 1.2 mA/channel and 2200 V max/channel, with one current channel in addition and less than 700 V as difference between HV channels. Thus it is impossible to use the same board for the 3" and 5" PMTs.

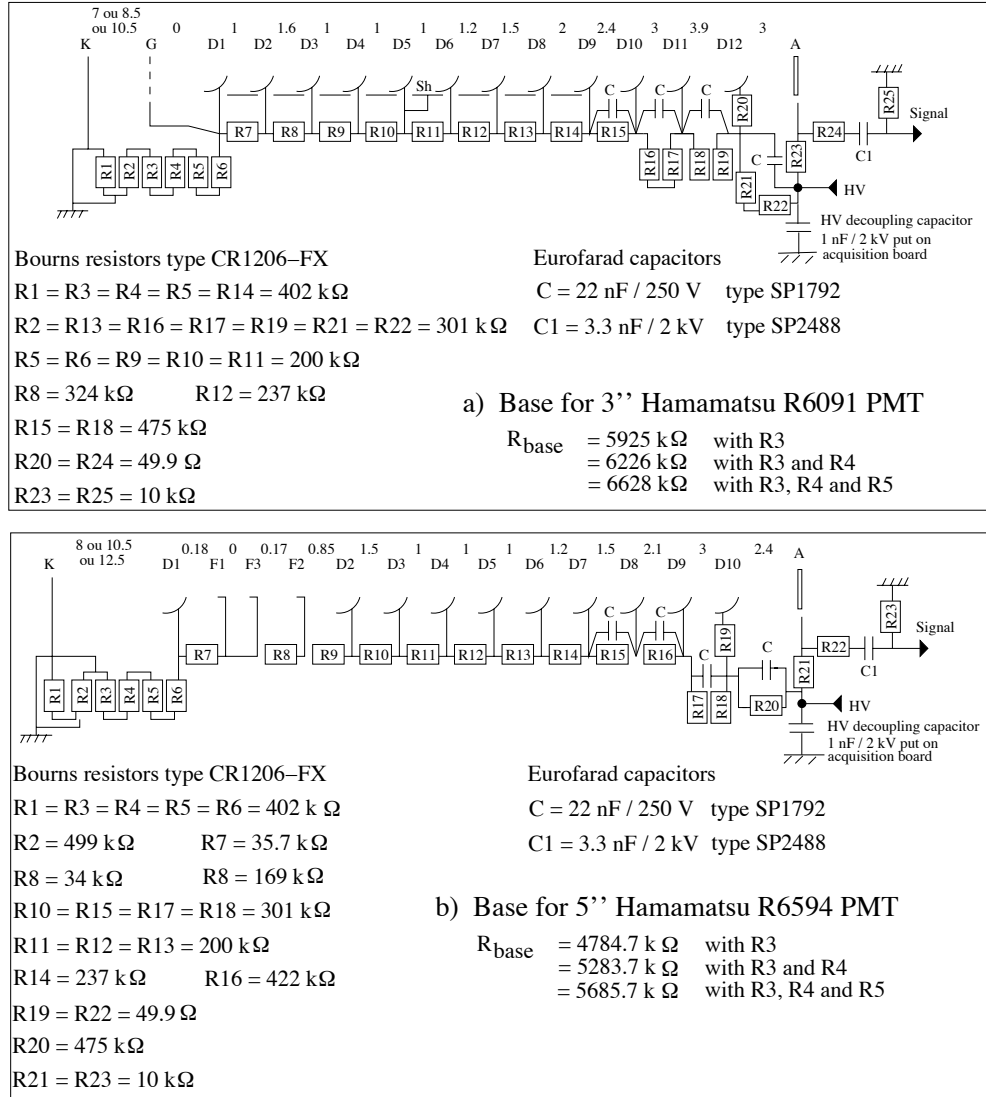


FIG. 3.57 – Resistor and capacitor distributions for the 3'' and 5'' PMT bases of NEMO 3.

- rack B51, in two crates, for sectors 19, 00, 01 and 02 ;
- rack B22, in four crates, for sectors 03 to 09 ;
- rack B32, in four crates, for sectors 10 to 16 ;
- rack B41, in two crates, for sectors 17 and 18.

Let R_{base} be the base resistor and HV the high-voltage value delivered by the distribution channel, the voltage applied on PMT is :

$$V_{app} = HV \frac{R}{R + R_{base}}$$

The three PMTs from one distribution channel were coupled per sector, using the association defined in Section 3.2.3.5, the test measurements (HV, gain) at IReS, and the requirement to have a difference in their working HV less than 80 V. The HV tuning was done during the

PMT alignment procedure with ^{207}Bi sources, changing the $R = R'_1 + R'_2$ value with a step of 10 k Ω corresponding to a voltage variation of 2 to 2.5 V and a precision of 3 to 5 channels (see Section 3.2.6).

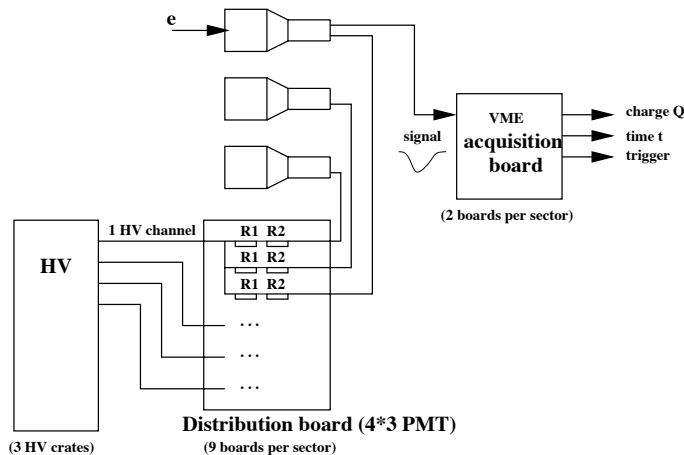


FIG. 3.58 – Calorimeter electronics distribution.

The calorimeter electronics was designed by a collaboration between LAL and IPNO [75] to fulfill three functions. First, energy measurements must be correlated with the charge pulses from the PMTs. Next, there must be time-of-flight (TOF) measurements which allow to distinguish between events in which the tracks come from the source and those that are from external backgrounds. Typically the difference of TOF measurements are from 0 to ± 8 ns. Finally, the calorimeter electronics must provide a fast first level trigger.

The counting rates per PMT are a few tens of Hz during $\beta\beta$ runs and a few tens of kHz during calibration runs. The conversion times do not exceed 100 μs . A diagram of the system is shown in Fig. 3.59.

The 97 PMTs of each sector are divided by the source foil into the internal and external regions. A total of 46 PMTs are used for the internal region of which 12 PMTs are on the top and bottom petals. The external region is covered with 51 PMTs, again with 12 PMTs on the top and bottom petals (see Fig. 3.60 and Fig. 3.61 for numbering of the 97 PMTs of each sector). Thus, there is a total of 40 half-sectors for which front-end electronics boards were designed. The corresponding 40 mother boards³⁵ are housed in three VMEbus crates³⁶ and each mother board supports 46 or 51 analog-NEMO (ANEMO³⁷) daughter boards. Positions of the 40 mother boards in the three VME crates are given in Table 3.30.

The ANEMO boards have both a low and a high threshold leading edge discriminator (the slewing issue will be addressed at Section 3.2.6.8). If the PMT signal exceeds the lower level threshold (with a minimal value of 7 mV or 23 keV) it starts a TDC measurement and opens a charge integration gate for 80 ns. The high threshold discriminator is adjustable up to 1 V but generally runs at 48 mV corresponding to 150 keV. The high threshold discriminator works as a one shot that delivers an event signal to the mother board.

³⁵The calorimeter acquisition mother boards were designed at LAL.

³⁶V430 type

³⁷The ANEMO daughter boards, with a surface of 23 x 40 mm², were designed at IPNO. It was decided not to use an ASIC, due to the low number of circuits to realize.

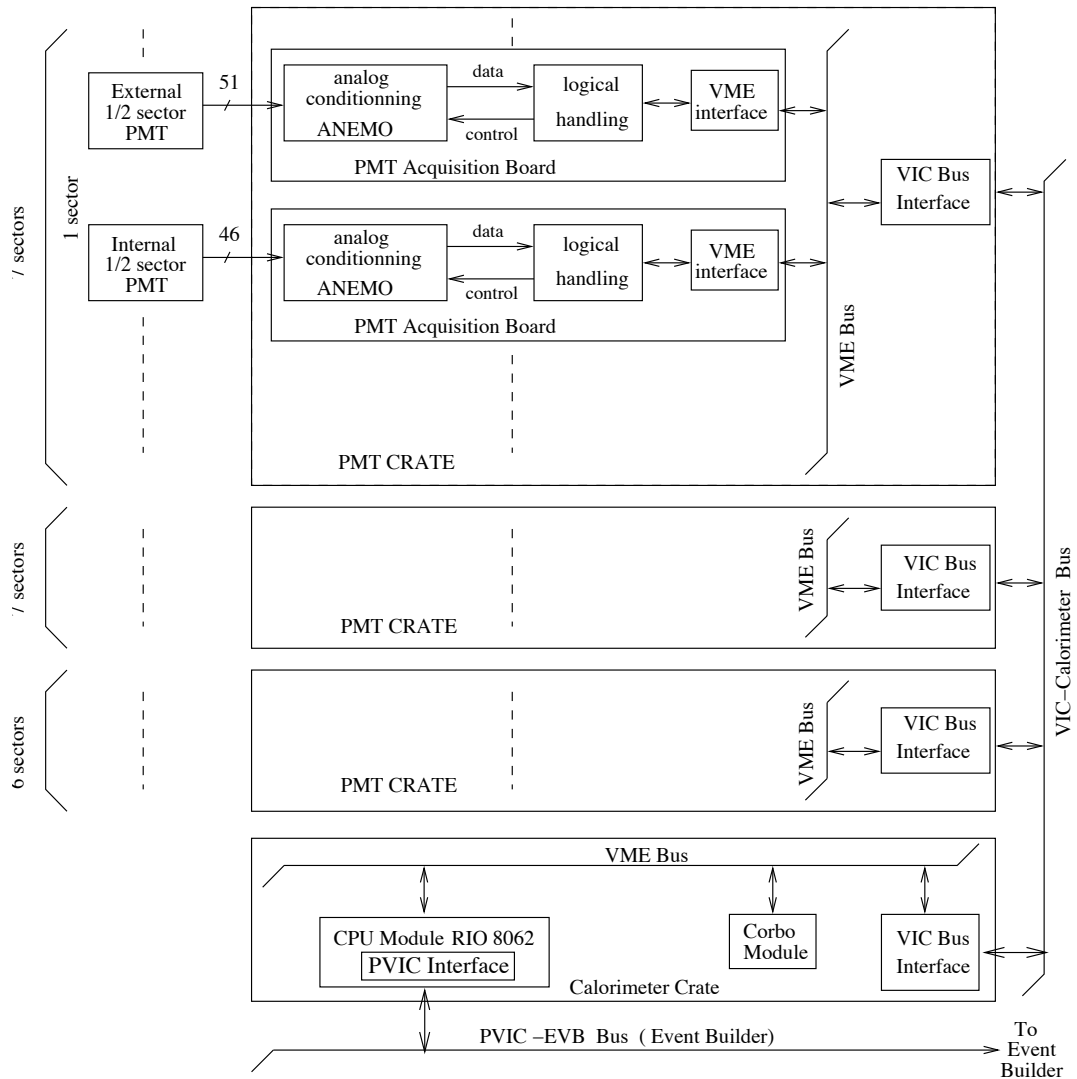


FIG. 3.59 – Calorimeter system electronics.

Each mother board provides an analog signal to the trigger logic which reflects the number of channels that have exceeded the upper threshold per event. The signal strength is 1 mA per PMT channel (50 mV/PMT on 50 Ω , with a non-linearity for more than 5 to 7 PMTs per event). This level is used to trigger the system (1st level trigger) if the desired multiplicity of active PMTs is achieved. This typically is one PMT.

The trigger logic then produces a signal called *STOP-PMT*, which is sent to all the calorimeter electronic channels, to save their data. So the TDCs are stopped and the integrated charge is stored. Then digital conversions begin after receiving the *TRIGGER-PMT* signal. At the same time, a signal called *INT-PMT* is sent to the calorimeter acquisition processor, which stops all others programs and permits the read out of the digitized times and charges for the active channels.

The analog-to-digital conversions of the charge and the timing signal are made with two 14-bit ADCs of which only 12 bits are used (to improve the linearity). As energy performance

| Crate position | Crate number 31 in rack B31 | Crate number 21 in rack B21 | Crate number 51 in rack B51 |
|----------------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|
| 20 | S16 external | S09 external | S02 external |
| 19 | S16 internal | S09 internal | S02 internal |
| 18 | S15 external | S08 external | S01 external |
| 17 | S15 internal | S08 internal | S01 internal |
| 16 | S14 external | S07 external | S00 external |
| 15 | S14 internal | S07 internal | S00 internal |
| 14 | S13 external | S06 external | S19 external |
| 13 | S13 internal | S06 internal | S19 internal |
| 12 | S12 external | S05 external | S18 external |
| 11 | S12 internal | S05 internal | S18 internal |
| 10 | S11 external | S04 external | S17 external |
| 09 | S11 internal | S04 internal | S17 internal |
| 08 | S10 external | S03 external | |
| 07 | S10 internal | S03 internal | |

TAB. 3.30 – Position of the 40 PMT acquisition boards in the three VME crates (one per each internal or external half-sector, for sectors S00 to S19).

measurements, the resolution is 0.36 pC/channel (~ 3 keV/channel) for 12 bits, the integral linearity is less than 3 bits and the precision is better than 2.4×10^{-4} up to 12 MeV. As time performance, the resolution is 53 ps/channel FWHM for 12 bits (for a total time of 200 ns) with a linearity better than 0.1%. The low threshold precision is 1 mV/bit for 8 bits, and the one for the high threshold is 4 mV/bit for 8 bits. The energy and time are corrected with information from calibration runs to obtain the true values for each PMT as described in Section 3.2.6. If any PMT signal exceeds the high level threshold then the TDC measurement and charge integration are aborted and the system resets after 200 ns.

3.2.5.2 Tracking detector electronics

The Geiger electronics, which was designed at LAL, has two types of boards. The first is for the secondary voltage distribution (see Fig. 3.62), which provides around 1620 V to the anode wires and can provide between 0 and 100 V to the cathode rings. The feature of providing voltage to the cathode ring is not currently used. Included on the secondary distribution boards are the analog signals from the anode wire and the two cathode rings³⁸. These boards receive high voltage from two of the C.A.E.N. power supplies³⁹. There are two primary HV distribution card with 16 channels each. The current demands per layer of cells increases as the circumference given the greater number of cells at larger radii to have complete coverage. To address this problem a single channel of the primary supply powers a single layer of all the internal half-sectors. For the external half-sectors two channels power each of the 9 layers (see Fig. 3.63).

³⁸Anode coaxial cable is a type SM50 from AXON, connected to the anode pin with a 75543-006 connector from Berg; cathode coaxial cable is a type PK50 1-12 from UFA, connected to cathode pin with 47771-001 connector from Berg; all cables are soldered to the daughter boards of the secondary distribution board

³⁹C.A.E.N. HV power supply type SY527 with A734P boards, 16 channels each

The second type of board is for the tracking electronics and is an acquisition board which is connected to the distribution board. It uses ASICs⁴⁰ and has an interface with a 50 MHz clock (TDCs provide a 20 ns LSB).

Two sectors and a half correspond to the 20 boards of one crate, for both distribution and acquisition boards. Thus Geiger cell electronics for the 20 sectors of the NEMO 3 are distributed in 16 crates :

- in rack B10, two distribution crates and two acquisition crates, for sectors 00 to 04 ;
- in rack B10, two distribution crates and two acquisition crates, for sectors 05 to 09 ;
- in rack B10, two distribution crates and two acquisition crates, for sectors 10 to 14 ;
- in rack B10, two distribution crates and two acquisition crates, for sectors 14 to 19.

The functions of the acquisition board are first amplification and then discrimination of analog signals coming from the distribution board. Time measurements for each cell are acquired for the anode wire and the two cathode rings. Note that the two cathode times are identified as t_{LC} and t_{HC} where LC and HC stand for low and high cathode times. The low one corresponds to the cathode ring on the bottom of the detector and the high for the top. The anode time, t_A , is the time difference between the anode signal and the *STOP-A* signal (coming from the trigger). This signal gives the transverse distance of the particle to the sense wire. This time ranges from 0 to 1.5 μs for cells of 3 cm in diameter. The low and high cathode times, t_{LC} and t_{HC} , are the time differences between the anode signal and the cathode ring signals. These are used to measure the longitudinal position of the particle. The cathode times range from 0 to 82 μs , depending on the operating voltage and position of the through going particle. Delayed pulses, which occur for up to 710 μs after the trigger signal, are recorded in order to tag alpha particles coming from ²¹⁴Bi contamination. The Bi-Po decay yields an α -particle of 7.83 MeV with a time constant of 164 μs (see Section 3.1.3.1).

A scheme of the tracking detector system electronics is shown in Fig. 3.64. In summary each of the 20 sectors needs the following electronics. Eight secondary distribution boards receive a total of 15 daughter boards, of which five for the anode, five for LC and five for HC signals. The five sets of three different daughter boards services eight cells per set, so that there are 40 cells per distribution board. Then each sector also needs eight acquisition boards, which receive 10 analog ASIC and 10 digital ASIC circuits, with each ASIC handling four cells, so 40 cells per board.

Each of the four channels of the analog ASIC⁴¹ is used to amplify the anode and two cathode signals by a factor of 60, and to compare them to anode and cathode thresholds generated by a software programmable 8-bit DAC. The DAC's output signal is the same for both thresholds but by using different voltage dividers two threshold voltages are generated⁴². For signals exceeding the thresholds, a comparator provides a TTL signal which is sent to the TDC scalers of the digital ASIC. There are four TDCs for each of the four channels of the digital ASIC⁴³. The first three are for the anode (tdc_A), low cathode (tdc_{LC}) and high cathode (tdc_{HC}) contents, which are measured with a 12-bit TDC and give times between 0 and 82 μs . The alpha TDC (tdc_α) is 17-bits, which provides time measurements between 0 and 2.6 ms⁴⁴ (see Fig. 3.65).

⁴⁰ Application Specific Integrated Circuit

⁴¹ 1.20 micron technology from AMS inside PLCC 44 boxes

⁴² For example, a 160 channel's threshold corresponds to 6 mV and 20 mV for anode and cathode signals respectively

⁴³ 1.00 micron technology from ES2 inside PLCC 68 boxes

⁴⁴ This allowed long time measurement is due to the fact that the trigger was previously defined using a programmable delayed electronics up to 1.5 ms instead of a fixed delay of 710 μs after the trigger signal.

The anode signal starts the TDCs and creates an OR signal (called *HIT-GG*) for all the cells of a layer of a given sector ; so 360 TTL signals are sent to the T2 trigger (see Section 3.2.5.3). The propagation of the Geiger plasma is detected by the cathode rings. These signals stop their respective cathode TDCs and give tdc_{LC} and tdc_{HC} values. Physical propagation times are proportional to these values :

$$t_{LC} = [tdc_{LC} \times 20] \text{ ns} \quad (3.20)$$

$$t_{HC} = [(tdc_{HC} \times 20) - 17.5] \text{ ns} \quad (3.21)$$

The time constant, 17.5 ns, is removed from t_{HC} to take into account the difference in cable lengths : the low cathode cables are 6 m and high cathode cables 9.5 m.

Concerning the anode signal, there are two cases which have to be distinguished. The anode signal can exceed its threshold before or after the arrival of the *STOP-A* signal which comes from the trigger (see Section 3.2.5.3).

In the first case, for β -type events, the *STOP-A* signal is used to stop the tdc_A channels which have received an earlier start signal. Anode times t_A , correspond to the transverse drift time given by :

$$t_A = [(tdc_{max} - tdc_A) \times 20] \text{ ns} \quad (3.22)$$

where tdc_{max} corresponds to 6.14 μs .

In the second case, for α -type events, all Geiger cells not already triggered can register delayed hits which occur after the *STOP-A* has been received for up to $\sim 704 \mu\text{s}$ (with addition of the 6 μs between the trigger and *STOP-A* signals, it corresponds to the 710 μs as defined in Section 3.1.3.1. Anode signals exceeding their threshold start not only their anode and cathode TDCs but also their alpha TDCs (tdc_α).

Cathode signals stop the cathode TDCs and give tdc_{LC} and tdc_{HC} values, but the anode and alpha TDCs are stopped by the *STOP- α* signal coming from the trigger. As a consequence, in this case the tdc_A and tdc_α have the same value modulo 4096 for these cells. The corresponding alpha time t_α is then given by :

$$t_\alpha = [(tdc_{\alpha_max} - tdc_\alpha) \times 20] \text{ ns} \quad (3.23)$$

where tdc_{α_max} corresponds to $\sim 704 \mu\text{s}$. This value is measured from the alpha TDC spectra and then stored in the database.

For more information on the reconstruction of the transversal and longitudinal positions (respectively r_\perp and z) for Geiger cells see Section 3.3.3.2.

3.2.5.3 The NEMO 3 trigger system

The trigger system [76] was developed by LPC. It is fairly flexible to a large number of searches. It receives one analog signal from each of the 40 half-sectors that is proportional to the number of PMTs that have exceeded their high threshold in that sector. The 40 signals are summed resulting in an analog signal. The trigger then goes onto the second level which involves the Geiger layers. In this case 360 channels of binary information are read out by treating each Geiger layer in each sector as a bit, which is on if the layer is hit. This information allows the use of a rough track recognition program to be run on the available Geiger cell information (see Fig. 3.66 and 3.67). It is then possible to refine the identified tracks by spatially connecting the Geiger cells and triggered PMTs.

Timing constraints and trigger strategy lead to a two level trigger system (see Fig. 3.68) for normal running, where the level 1, T1, identifies the number of active scintillators (*PMT* multiplicity) and the level 2, T2, involves the Geiger cells (*GG*) and track pattern recognition that is done with a computer program using the 360 channels of Geiger information. There is a third level, T3, used only for calibration runs, which allows for spatial and timing *PMT/GG* correlations. The trigger system is composed of five 9U VME boards put in one crate in rack B41. There are two T2 boards, one for internal and one for external Geiger signals, and one T1-3 board. Finally, there are two interface boards, which receive the 360 differential TTL Geiger signals, transform them in monopolar TTL signals with a width between 1 and 3 μ s, sort between internal and external signals and finally distribute these 360 signals to T2I and T2E boards (see below).

The **first level (T1)** of the trigger, is embedded on the T1-3 board, and is based on the number of PMTs required to initiate a readout. It is used to identify the number of active scintillators by using the summed current from the 40 analog signals to define the multiplicity of the event (*MULT*). It can be greater than 1, 2,... *N* PMTs, with the possibility of selecting the PMT positions to be on opposite sides of the source foil for $MULT \geq 2$. For hardware there is one 3-bit register (*MODE-SEUIL*) that records the intended trigger using :

- no trigger (000), *PMT* only (001), *GG* only (010), *PMT+GG* (011) or running calibration with laser (100)⁴⁵ ;
- if using *PMT*, set the multiplicity threshold (check of the multiplicity with fast ECL comparators during 20 ns) ;
- at the T3 level : ask for internal/external *PMT* temporal coincidence or not (during 10 ns).

If the trigger logic encounters a multiplicity higher than that set by the *MULT* threshold up to 20 ns after the first triggered PMT, T1 generates the *STOP-PMT* signal (see Section 3.2.5.1), which is the timing reference of the experiment, with an electronic accuracy better than 150 ps.

The **second level (T2)** consists of track recognition in the Geiger layers (*GG*), using the 40 half-sectors. The track recognition is first performed on a half-sector basis. Since the probability for an electron to cross more than one sector is high, the tracks that cross two adjacent half-sectors are searched for in a second step. Thus, there are two secondary steps.

First step of T2 level is the search between different possible tracking patterns, which correspond respectively to a long track, a short track near the foil or near the scintillator block, or no track. Second step consists of making special associations between adjacent half-sectors, which allows the trigger to select a full track contained in more than one sector.

The second trigger level T2 is embedded on the T2I (internal) and T2E (external) boards, which receive 180 *HIT-GG* signals each and provide nine logical signals from a logical OR which lasts for 3 μ s on the cells of each layer. Users can choose different triggering conditions for one sector or for two adjacent sectors. If the trigger logic is satisfied for the chosen track condition, a second level local trigger is generated (*VALID-GG*). From the hardware point of view, the T2 level conditions on the T2I/E boards are set in programmable memories. In the first step the track recognition per half-sector is done with the *MEM-1* memory (see Figure 3.69), using 360 *HIT-GG* signals to produce 40 signals, that means one per half-sector. In the second step one looks at tracks in adjacent sectors using the output of the previous step. This is done with the *MEM-2* memory (see Fig. 3.70, with possible pre-track selection, which correspond to the PT2 condition). A program file is used to generate the various configurations.

⁴⁵For this last case the trigger is an input from the NIM DecLaser

The **third level (T3)**, which is only used for calibration runs, is embedded on the T1-3 board and checks on the possible coincidence between pre-tracks from T2's second stage and fired *PMT* half-sectors. This level aims to select electron tracks coming from radioactive sources installed in the calibration tubes. It is implemented in hardware without the possibility of changing the algorithm.

Examples of the different trigger configurations used for NEMO 3 acquisition are presented in Section 3.3.2.

For the case of an active PMT and Geiger cell trigger condition (*PMT+GG*), if the second level trigger is detected, the *STOP-A* signal is sent to Geiger acquisition boards with the programmable delay. This delay is set to $6.14 \mu\text{s}$ after the *STOP-PMT* signal. Then two trigger signals (*TRIGGER-GG* and *TRIGGER-PMT*) are sent to the Geiger and calorimeter electronics with a programmable delay set to $6.14 \mu\text{s}$ after the *STOP-PMT* signal. The first signal stops the automatic time-out which occurs $102 \mu\text{s}$ after the *STOP-A* signal. The second permits the digitization of the analog signals of the activated PMTs. In case these signals are not received there is an automatic reset of each of the PMT channels which have started measurements. Finally, the *STOP- α* and *INT-GG* signals are sent to the Geiger acquisition boards with a fixed delay of $710 \mu\text{s}$ after the *STOP-PMT* signal. A chronogram for the trigger in the *PMT+GG* mode can be found in Fig. 3.71. Pictures of T2 and T1-3 boards are shown in Fig. 3.72 and 3.73 respectively.

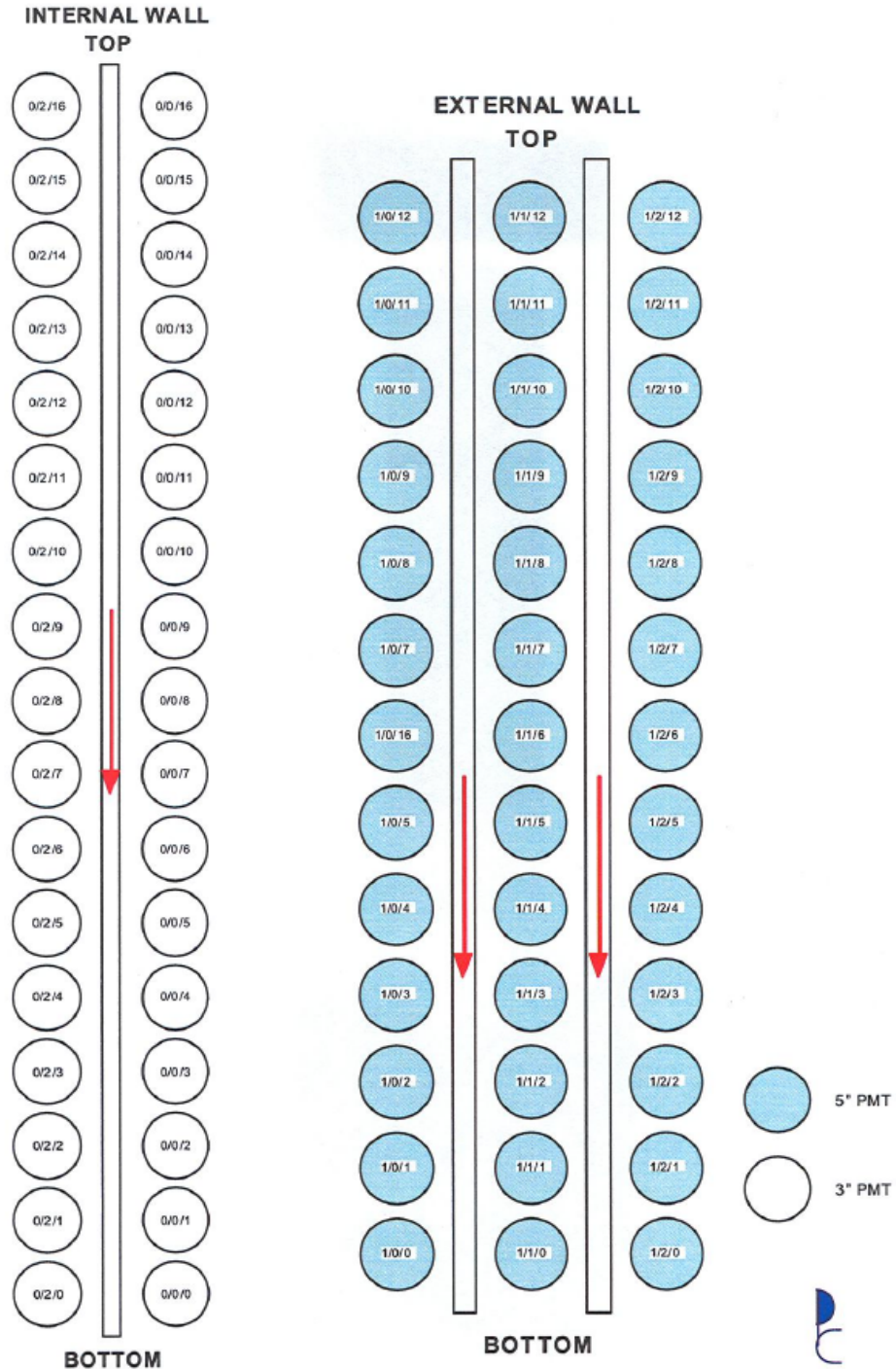


FIG. 3.60 – Wall PMT numbering.

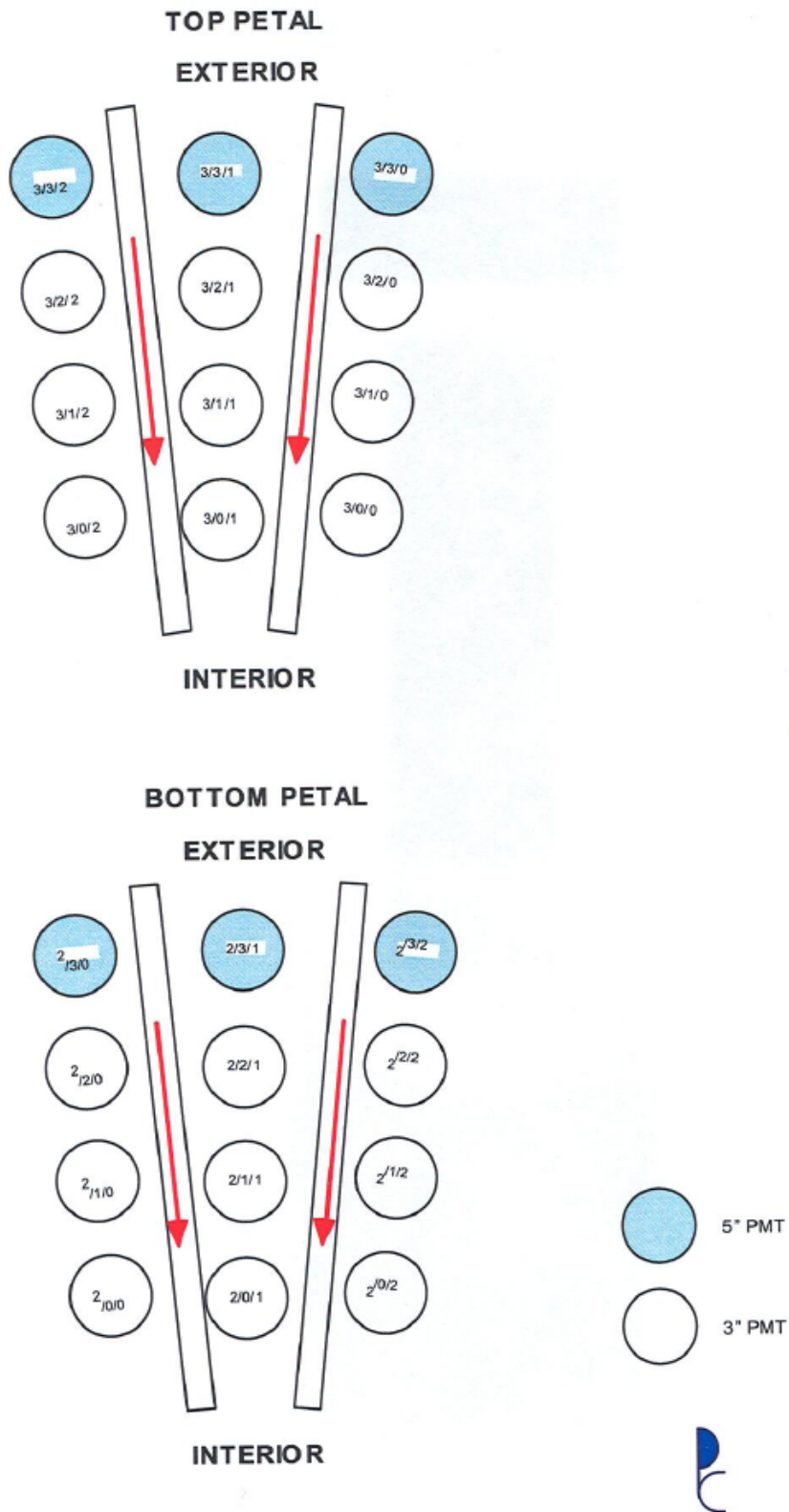


FIG. 3.61 – Petal PMT numbering.

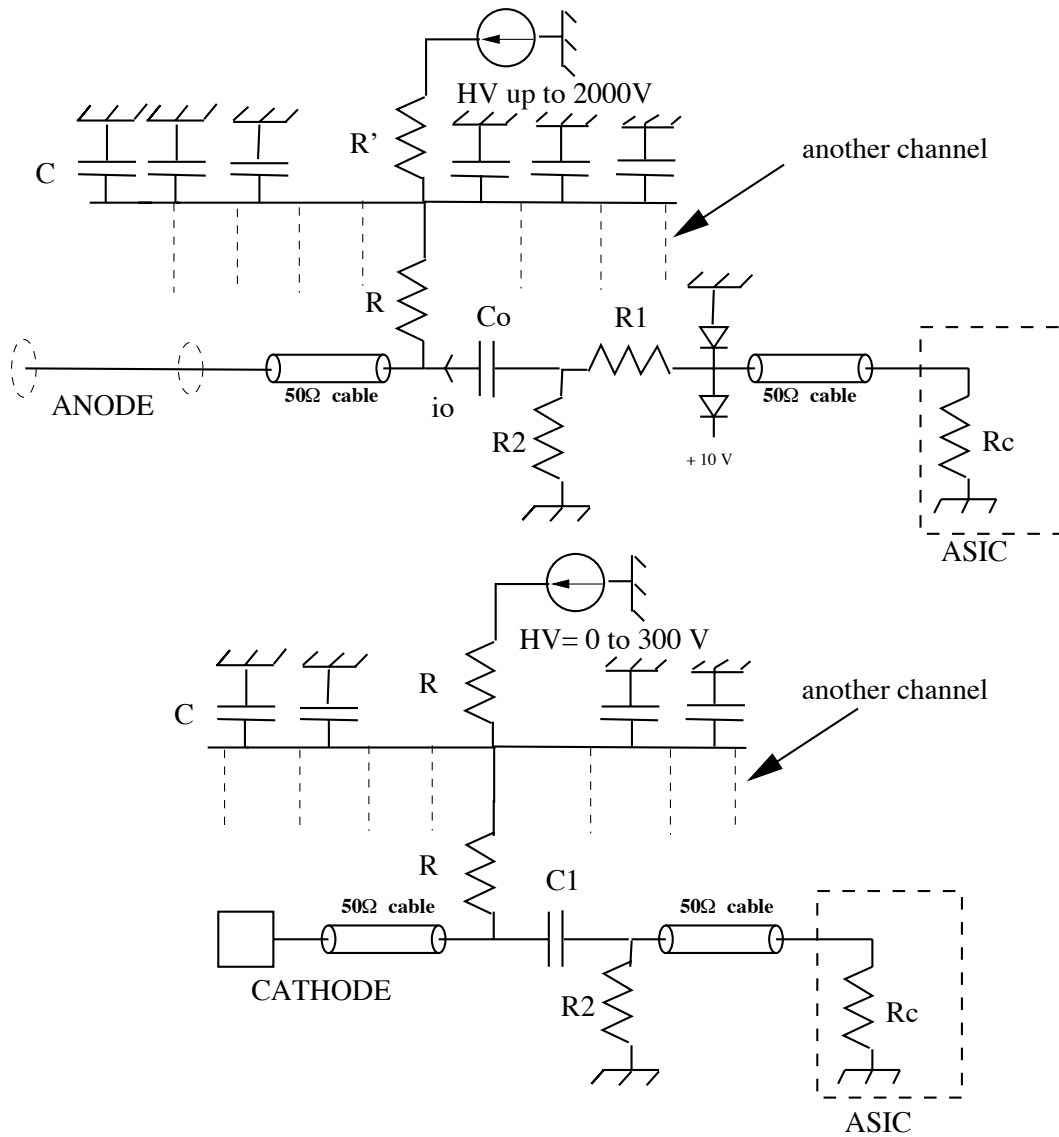


FIG. 3.62 – HV and signals distribution board principle for the tracking detector. The resistor values are $R = 220 \text{ k}\Omega$, $R' = 100 \text{ k}\Omega$, $R_1 = 100 \text{ }\Omega$, $R_2 = 820 \text{ k}\Omega$ and $R_c = 270 \text{ }\Omega$. The capacitor values are $C = 10 \text{ nF} - 2 \text{ kV}$, $C_0 = 470 \text{ pF} - 2 \text{ kV}$ and $C_1 = 1.5 \text{ nF} - 300 \text{ V}$.

| Channel number | Operating HV value | HV Crate number | HV Board number | HV Chan number | Geiger layer number (see map) |
|----------------|--------------------|-----------------|-----------------|----------------|-------------------------------|
| Chan. 0 | 1620 | 1 | 9 | 0 | Layer 10 Sectors 00-09 |
| Chan. 1 | 1620 | 1 | 9 | 1 | Layer 10 Sectors 10-19 |
| Chan. 2 | 1645 | 1 | 9 | 2 | Layer 11 Sectors 00-09 |
| Chan. 3 | 1645 | 1 | 9 | 3 | Layer 11 Sectors 10-19 |
| Chan. 4 | 1650 | 1 | 9 | 4 | Layer 12 Sectors 00-09 |
| Chan. 5 | 1650 | 1 | 9 | 5 | Layer 12 Sectors 10-19 |
| Chan. 6 | 1645 | 1 | 9 | 6 | Layer 13 Sectors 00-09 |
| Chan. 7 | 1645 | 1 | 9 | 7 | Layer 13 Sectors 10-19 |
| Chan. 8 | 1645 | 1 | 9 | 8 | Layer 16 Sectors 00-09 |
| Chan. 9 | 1645 | 1 | 9 | 9 | Layer 16 Sectors 10-19 |
| Chan. 10 | 1650 | 1 | 9 | 10 | Layer 17 Sectors 00-09 |
| Chan. 11 | 1650 | 1 | 9 | 11 | Layer 17 Sectors 10-19 |
| Chan. 12 | 1645 | 1 | 9 | 12 | Layer 18 Sectors 00-09 |
| Chan. 13 | 1645 | 1 | 9 | 13 | Layer 18 Sectors 10-19 |
| Chan. 14 | Not used | | | | Not used |
| Chan. 15 | Not used | | | | Not used |
| Chan. 16 | 1625 | 2 | 9 | 0 | Layer 00 All Sectors |
| Chan. 17 | 1650 | 2 | 9 | 1 | Layer 01 All Sectors |
| Chan. 18 | 1650 | 2 | 9 | 2 | Layer 02 All Sectors |
| Chan. 19 | 1645 | 2 | 9 | 3 | Layer 03 All Sectors |
| Chan. 20 | 1645 | 2 | 9 | 4 | Layer 04 All Sectors |
| Chan. 21 | 1645 | 2 | 9 | 5 | Layer 05 All Sectors |
| Chan. 22 | 1645 | 2 | 9 | 6 | Layer 06 All Sectors |
| Chan. 23 | 1650 | 2 | 9 | 7 | Layer 07 All Sectors |
| Chan. 24 | 1640 | 2 | 9 | 8 | Layer 08 All Sectors |
| Chan. 25 | 1645 | 2 | 9 | 9 | Layer 14 Sectors 00-09 |
| Chan. 26 | 1645 | 2 | 9 | 10 | Layer 14 Sectors 10-19 |
| Chan. 27 | 1645 | 2 | 9 | 11 | Layer 15 Sectors 00-09 |
| Chan. 28 | 1645 | 2 | 9 | 12 | Layer 15 Sectors 10-19 |
| Chan. 29 | Not used | | | | Not used |
| Chan. 30 | Not used | | | | Not used |
| Chan. 31 | Not used | | | | Not used |

FIG. 3.63 – Geiger HV values and correspondence between crate, board, channel number and Geiger layer number.

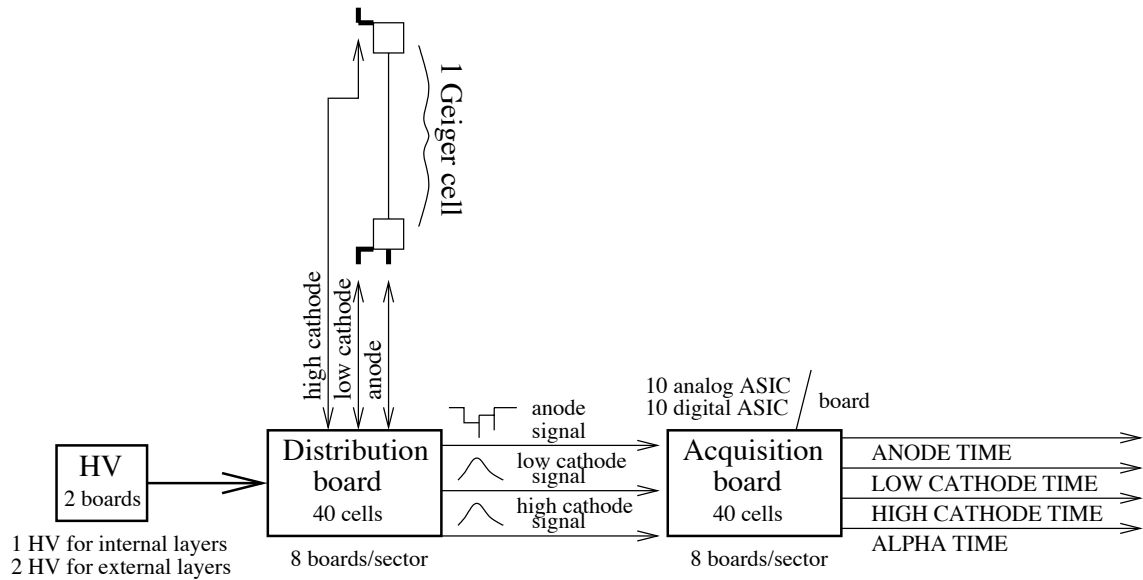


FIG. 3.64 – Tracking detector system electronics.

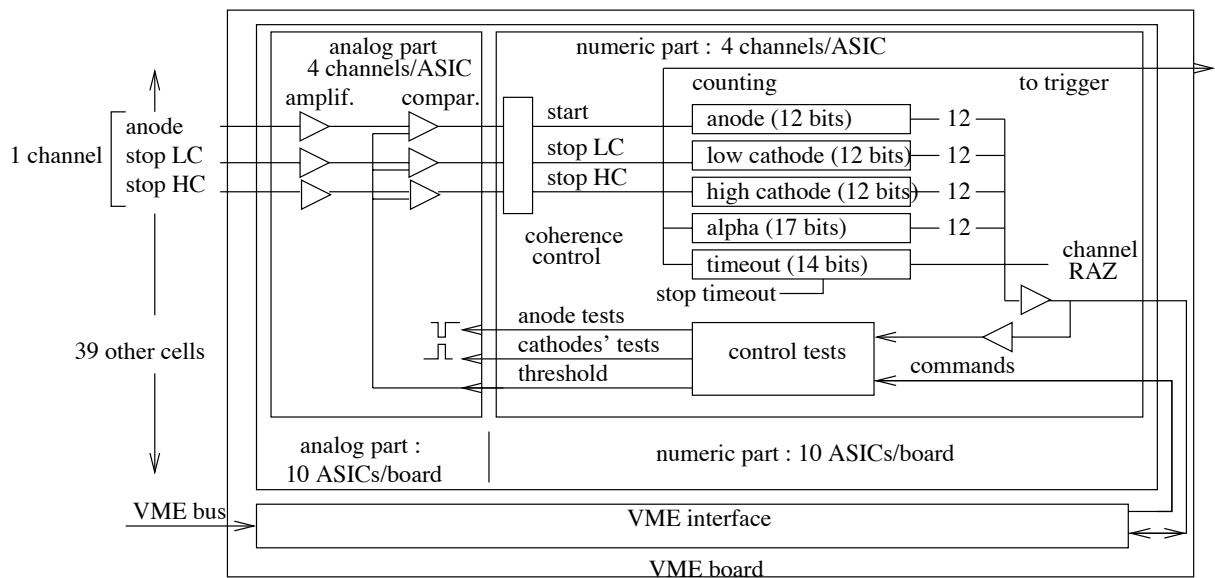


FIG. 3.65 – Principle of the Geiger cell acquisition board for one channel corresponding to 1 cell about 40.

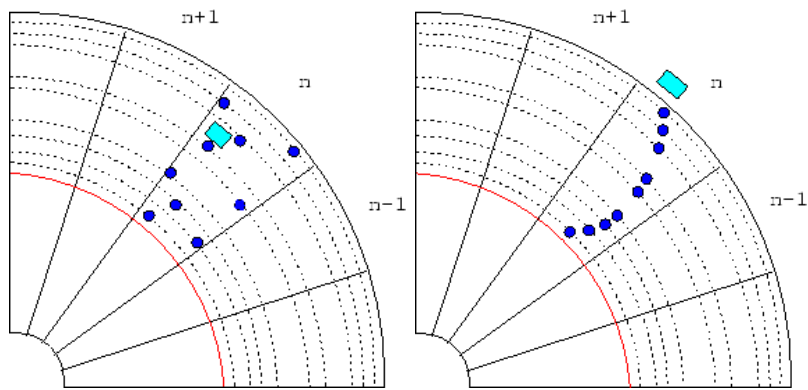


FIG. 3.66 – Two different Geiger cell and PMT configurations giving the same information to the trigger.

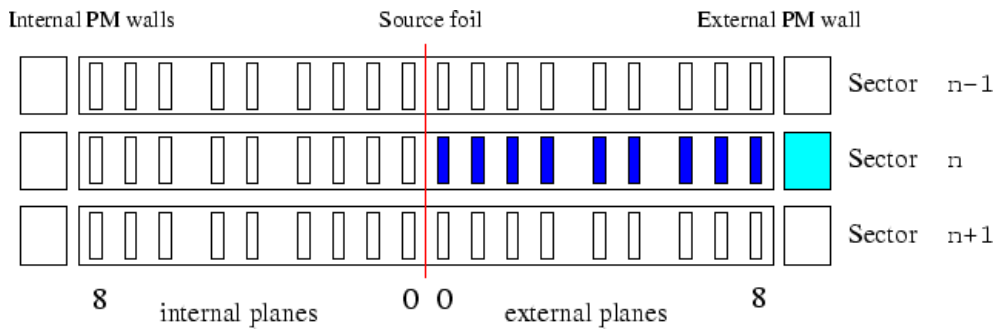


FIG. 3.67 – Information from trigger for the two event configurations from Fig. 3.66. Filled rectangles are triggered input signals for sectors $n-1$ to $n+1$.

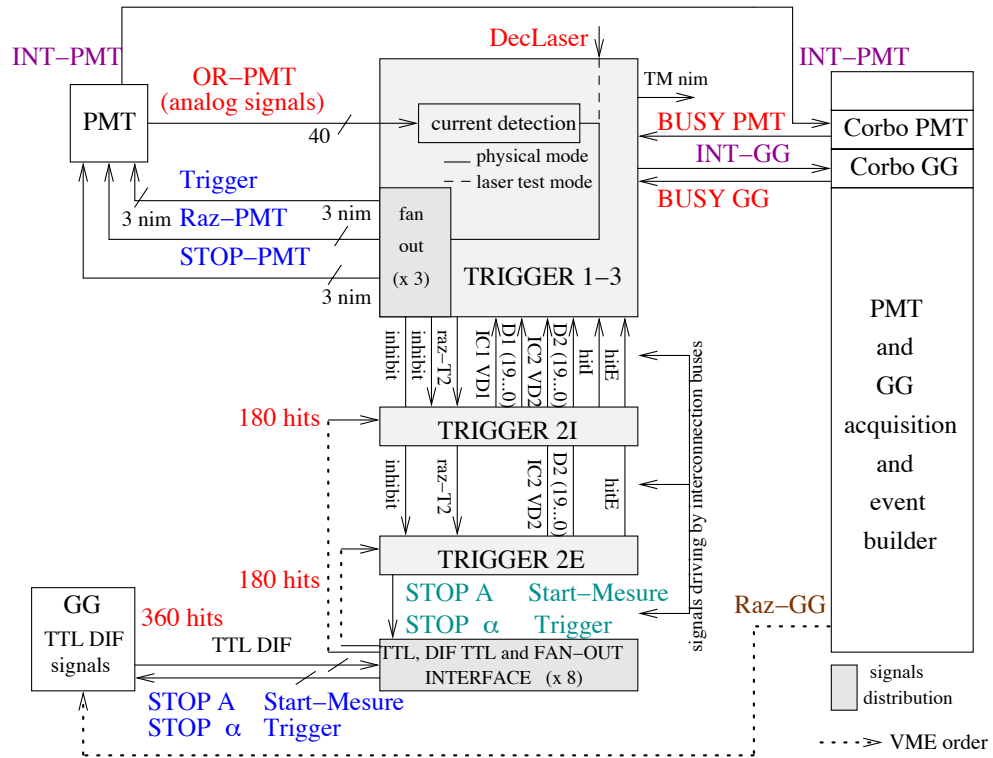


FIG. 3.68 – Overview of the NEMO 3 trigger system.

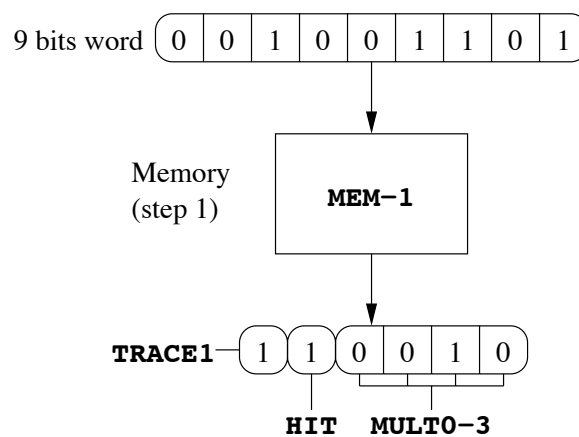


FIG. 3.69 – Configuration of the signals produced in exit of MEM-1 memories : creation of one 6-bits word per half-sector.

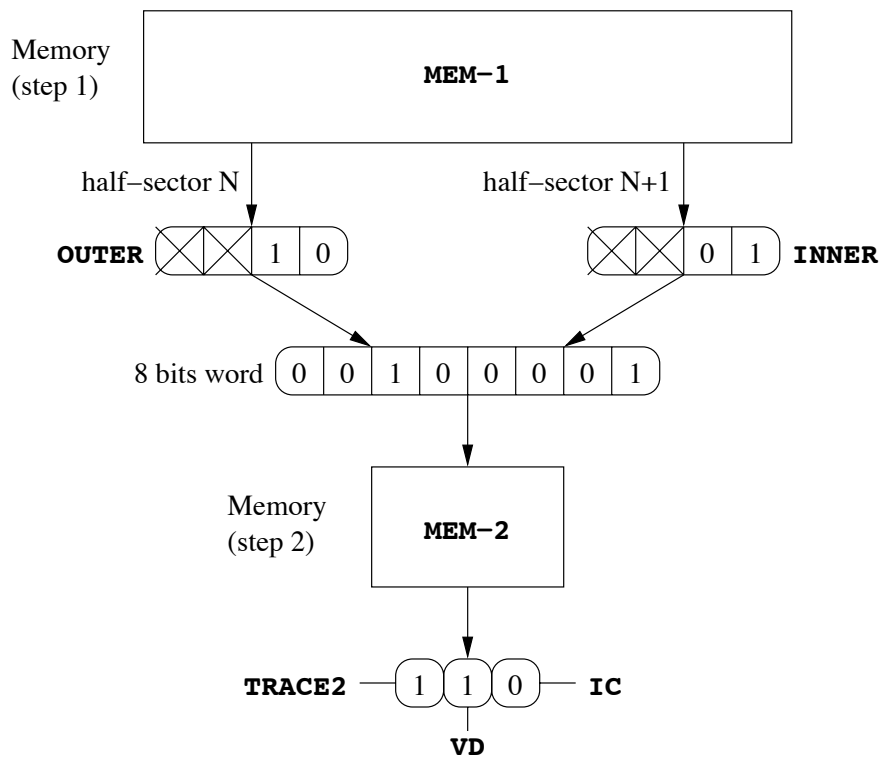
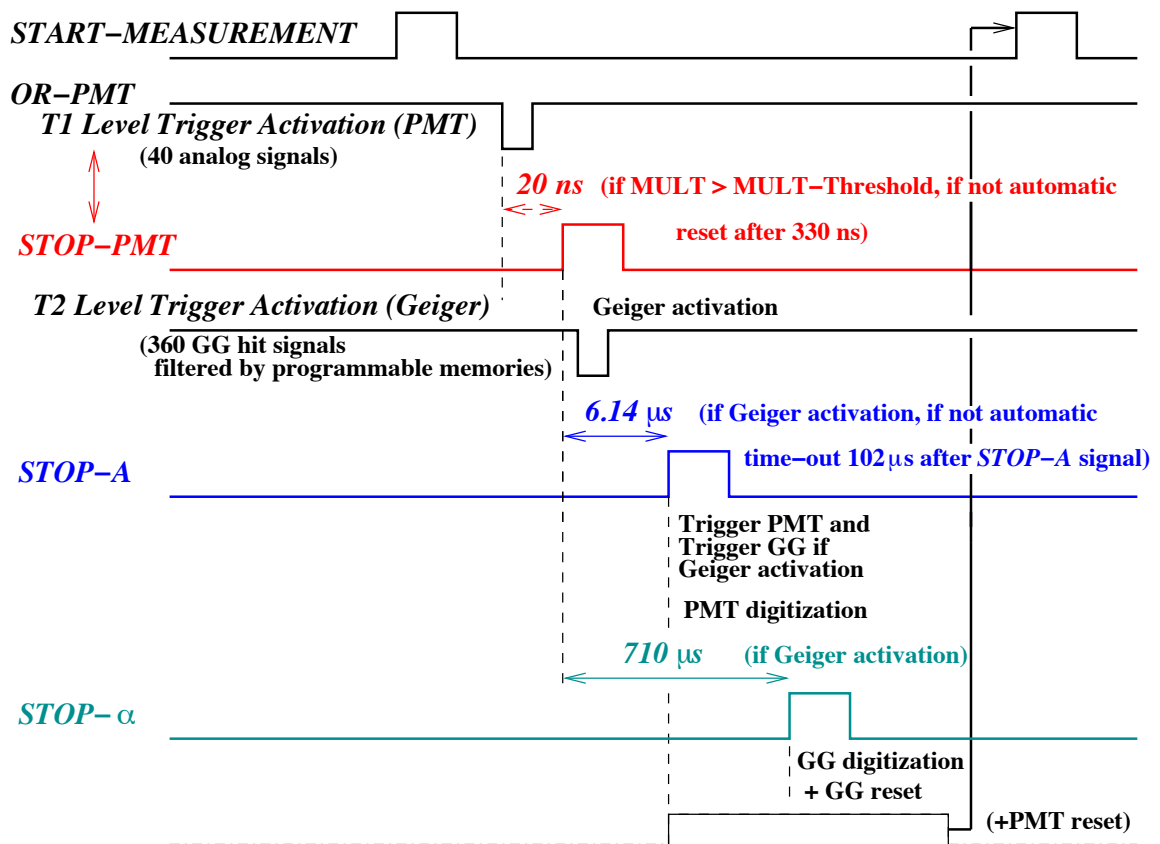


FIG. 3.70 – Configuration of the signals produced in exit of *MEM-2* memories : creation of one 3-bits word per association of two half-sectors. Here is presented an example for trigger number $TRN=21$, where an **OUTER** pattern configuration is recognized in half-sector “N” and an **INNER** pattern configuration is recognized in half-sector “N+1”. Thus bit **VD** is activated in exit of *MEM-2*, because an “interesting” track has been identified in these two adjacent half-sectors. Note that bit **IC** is not activated, meaning that coincidence between pre-tracks and fired PMT are required for validation of the third level T3 (see Section 3.3.2).

FIG. 3.71 – Chronogram for the trigger in the $PMT+GG$ mode.

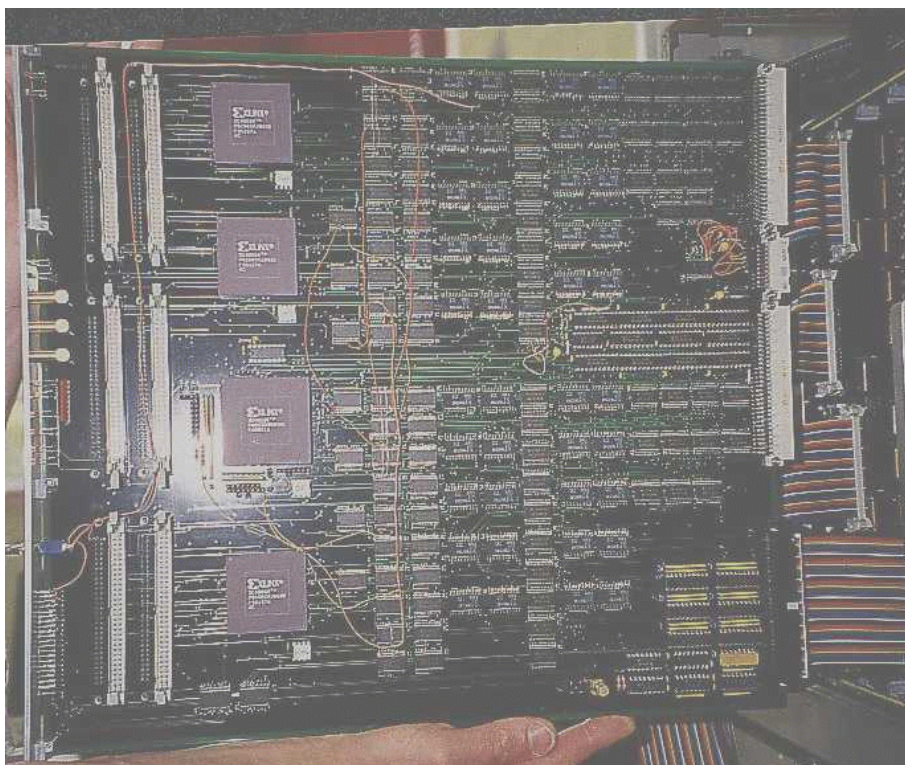


FIG. 3.72 – Picture of the T2I trigger board.

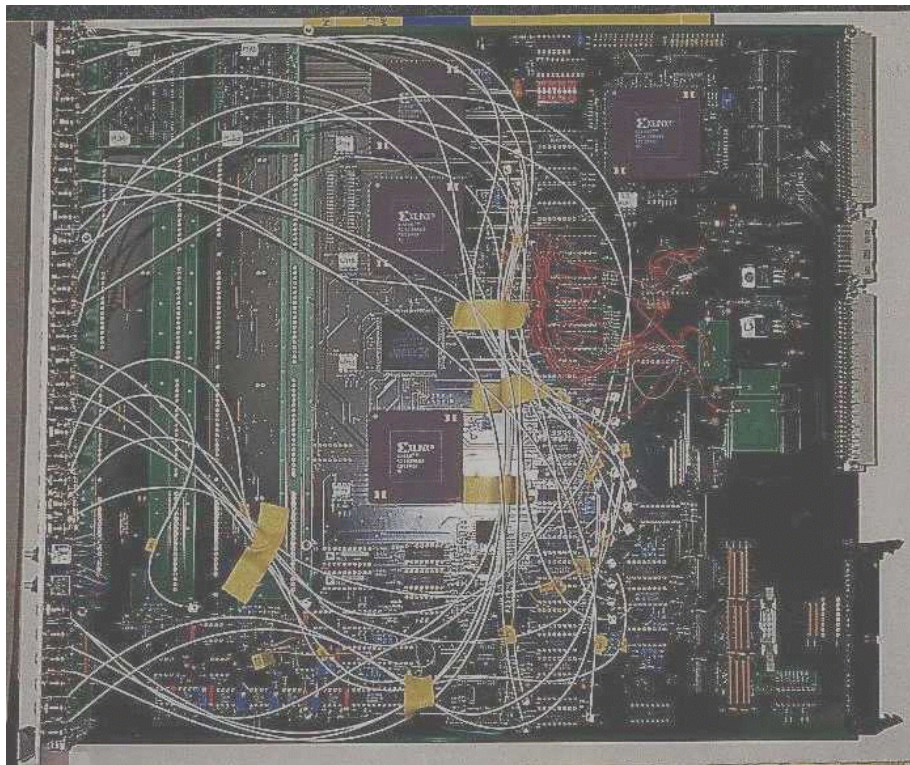


FIG. 3.73 – Picture of the T1-3 trigger board.

3.2.5.4 The NEMO 3 data acquisition system

An overview of the data acquisition system is presented in Fig. 3.74. The control and readout of the calorimeter and Geiger cell crates is performed with the inter-crate VICbus and two CES RIO 8062 computer modules equipped with PowerPC 604E-300MHz CPU chips. The data acquisition system is based on *Cascade* [77] operating under the Lynx-OS software package developed at CERN. It uses two boards : Corbo PMT for the calorimeter readout trigger and Corbo GG for the track detector readout trigger. The two independent acquisition processors collect information in parallel. After the processors have read out the event and de-activated their “busy” signal, the trigger system reinitializes its logic electronics for the next event. Data buffers for the calorimeter and Geiger cells are then sent to the event builder processor (EVB) via the PVIC bus (multidrop PCI-to-PCI high speed link), as described in Section 3.3.2.

3.2.5.5 Control of the experiment

Monitoring and control of the experiment from remote sites is possible with two dedicated PCs in the LSM. The two PCs also operate locally. The tasks of these two PCs are not overlapping. The first controls the gas system of the tracking chamber, the current in the magnetic coil and the high voltage on the Geiger and PMT boards. The second controls the on/off power for the acquisition boards and crates, the high voltage crates and the uninterruptible power supply. The principle of the system is shown in Fig. 3.75. The survey system was under LPC responsibility and the control programs were written in LAL⁴⁶.

3.2.5.6 The NEMO 3 database : *NEMO DB*

The choice of which database to use for the NEMO 3 experiment was defined by the requirement that it had to manage calibration parameters of the detector for data analysis (see section 3.2.6 for information about NEMO calibration setup). During the development, it was expanded to include additional information such as run information, monitoring parameters and other.

The MySQL database management system is used for NEMO 3 [78]. Data synchronization in the *NEMO DB* server network is based on the replication concept of the MySQL package. Here any number of servers can be replicated and can transfer data from one primary server. The structure of the NEMO MySQL servers, as shown in Fig. 3.76, includes the primary server at the LSM for information stored in the on-line database. The main server located at Lyon CCIN2P3⁴⁷ contains all the data, and a set of local servers mirroring the main server.

The *NEMO DB* contains the electronic logbook of the runs, the calibration parameters of scintillator counters and Geiger cells, as well as other information about the run conditions.

The scintillator counter calibration parameters include :

- Pedestal measurements, which are performed at least once a day. These special runs are automatically processed just after stop of DAQ and the parameters are saved in *pdRun* and *pd* tables.
- Absolute energy calibration parameters, which are derived from analysis of source and laser calibration runs. A few times per year, parameters below saturation energy (where the relationship between energy and ADC channel is linear) are obtained from runs with

⁴⁶by people from the “contrôle-commande” group

⁴⁷Centre de calcul de l'IN2P3 : computer center of the institute for nuclear and particle physics

calibration sources, when parameters above are extracted from special laser runs. These parameters are stored in *ecRun* and *ec* tables.

- Time shift calibration parameters, which are extracted from sources and neutrons runs, are performed a few times per year. The associated parameters are stored in *tsRun* and *ts* tables.
- Laser correction parameters for the time and energy calibration are produced and stored off-line (later, it will be on-line). Laser measurements are performed at least once a day. The data is stored in *clRun* and *cl* tables.

The two types of Geiger calibration parameters are :

- Simplified calibration parameters consisting of the calculation of propagation times for each cell and in the determination of noisy wires. This monitoring is performed automatically during data processing for each $\beta\beta$ run. The data are placed in *gmRun* and *gm* tables.
- More sophisticated Geiger calibration parameters, which give the status of Geiger cells, are filled irregularly, when one needs to mark special notes about the cells (damaged, problem, recovering...). This status is stored in *gs* table.

The information about the run conditions include :

- Information about the run, which are recorded three times : at the start of the DAQ program in *RunStart* table, before the end of DAQ program in *RunStop* table and before storage of the file on tape in *RunStore* table.
- Information coming from the monitoring system used for the survey of the experiment. Data files dumped by the slow-control program are used to fill slow control tables, which contain the status of the scintillator counters and Geiger cells, the values of the high and low thresholds for the scintillator counters and the result of HV monitoring for the scintillator counters and Geiger cells.

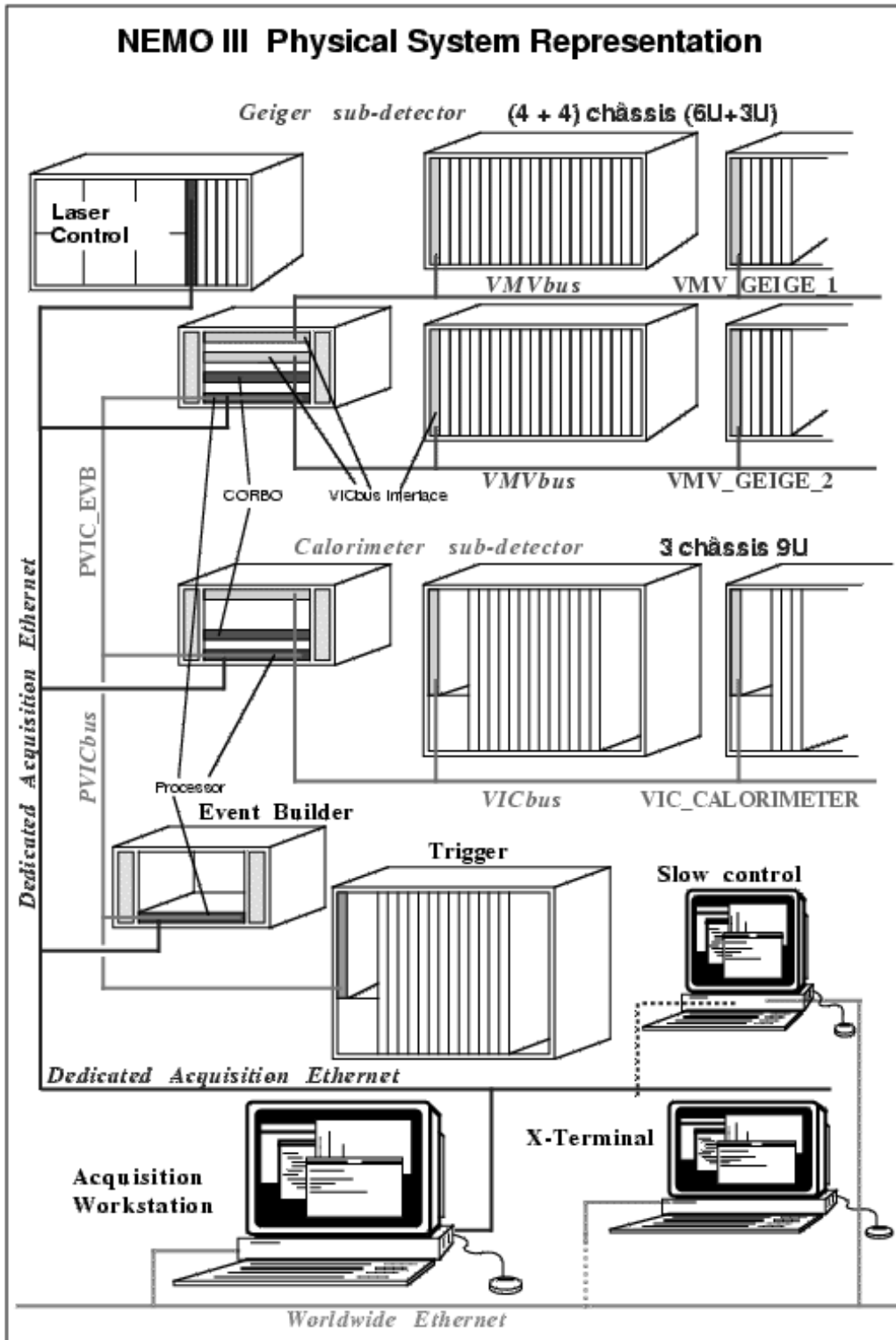


FIG. 3.74 – Synopsis of the NEMO 3 data acquisition system.

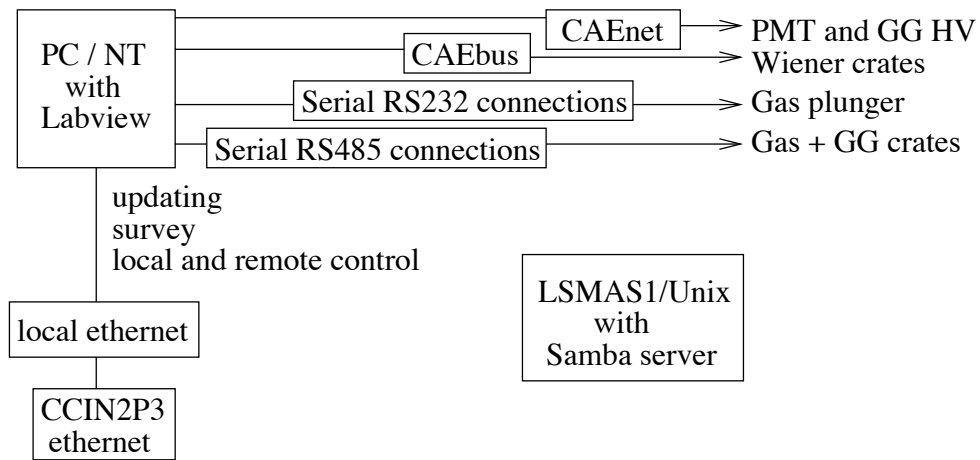


FIG. 3.75 – Principle of the monitoring and control of the experiment.

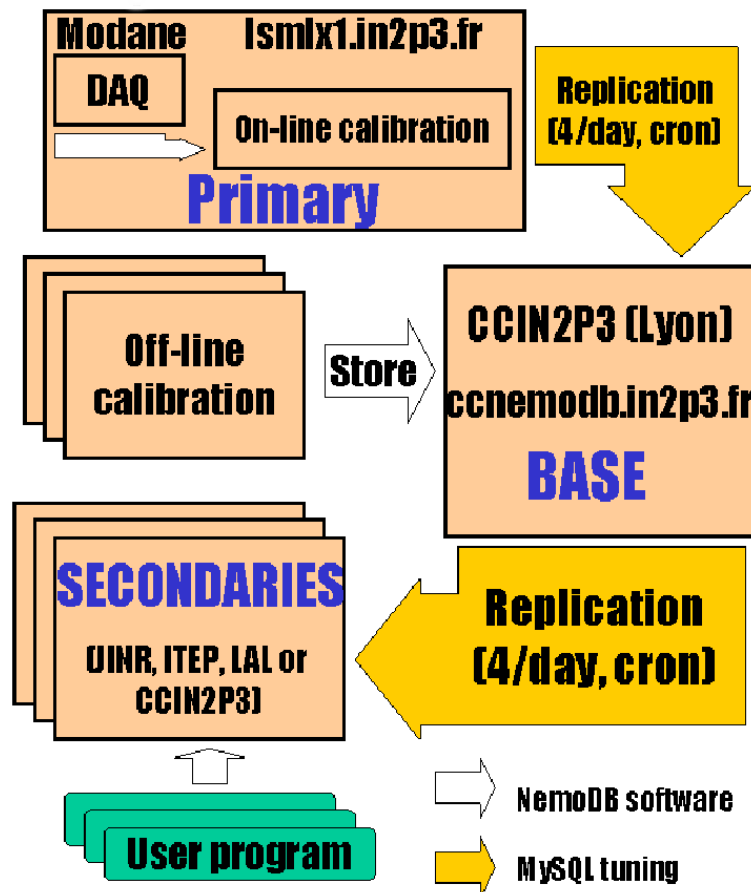


FIG. 3.76 – Organization of the *NEMO DB* network.

3.2.6 Energy and time calibration of the counters

3.2.6.1 Introduction

In order to measure accurately the absolute energy released in a double beta decay ($Q_{\beta\beta}$), a calibration procedure was established. Putting a radioactive source in front of the NEMO 3 counters is not as easy as in NEMO 2 because of the scintillator location inside the gas. The solution for NEMO 3 is to use radioactive sources that can be introduced into the detector and present only during runs dedicated to calibration. These absolute energy measurements run for extended periods (at least three days) and take place around six times a year. Thus, daily studies of the stability of the counters are done with a laser survey system.

Timing information is used to discriminate between external and internal events for background studies (see Section 3.1.3). The relative timing offsets for each of the 1940 counters has to be determined using the measured times of particles emitted in coincidence from ^{60}Co radioactive sources. Particle times-of-flight are also corrected for several effects : the amplitude corrections due to leading edge discriminators (called time-energy corrections) and TDC slope corrections. These corrections are also checked with the laser survey system.

All the calibration system and running are under IReS responsibility [79], in collaboration with JINR.

3.2.6.2 Mechanics of the calibration tubes

Each of the 20 sectors of the detector is equipped with a vertical tube⁴⁸ made of flattened high purity copper⁴⁹ that is located along the edge of the source foils (see Fig. 3.77). This tube, through which flows helium gas, is equipped with 3 pairs of Kapton windows, 25 μm in thick : one window of the pair is oriented towards the internal wall and the other towards the external one. The size of the windows ($26 \times 20 \text{ mm}^2$) and their vertical positions ($z = -90, 0$ and $+90 \text{ cm}$ with an accuracy better than 1 mm) have been chosen to obtain an approximately uniform illumination of the scintillator blocks by three radioactive sources placed inside the tube in precise positions facing the windows. The source carrier is a long narrow Delrin rod⁵⁰ supporting three removable source holders, which is introduced into the copper tube from the top of the detector, after the removal of some shields on the top. The source holders, screwed onto the carrier for the calibration runs, are small Delrin frames⁵¹ on which two Mylar foils (of 12 μm in thick each) sandwiching the centered radioactive source (with a diameter less than 1 mm to allow energy measurements) are glued⁵².

This system allows to realize calibration runs of the detector and to put the radioactives sources near the $\beta\beta$ foils. Thus, it permits to obtain electron trajectories from these radioactive sources to the scintillator blocks very similar as those of $\beta\beta$ electrons from source foils.

3.2.6.3 Radioactive sources

Tests realized at IReS with ^{207}Bi sources have shown that the calorimeter response was not the same for incident electron or γ -ray particles. This effect is probably the consequence of

⁴⁸inner section of (24 x 4) mm²

⁴⁹Cu - OFHC, Cu + Ag 99.99%

⁵⁰3 m long, with a section of (22.5 x 3) mm²

⁵¹(26 x 17) mm²

⁵²Epotek 310



FIG. 3.77 – View of the calibration tube of one sector with the kapton window in bottom position ($z = -90$ cm).

different light collection for electrons directly absorbed by the entrance face of the scintillator block than for those produced in the plastic scintillator. The NEMO 3 experiment is mainly focused on electron energy measurements. Thus for energy calibration or alignment procedure of the counters, one needs radioactive sources which emit electrons. The choice was made to use ^{207}Bi and ^{90}Sr sources.

Decay of the first one provides conversion electrons of 482 and 976 keV energy (K-lines) suited for an energy calibration up to 1.5 MeV (see Table 3.31 and Fig. 3.78). The products in ^{207}Bi decay are essentially γ -rays, thus the tracking chamber must be in operation to select electrons originating directly from these sources. As a consequence, counting rates has to be not too high when using the 60 source positions : each ^{207}Bi source has an activity of 222 Bq (6 nCi). The energy loss distribution in glue has been measured and all 60 sources selected are such that $\Delta E < 6$ keV (the sources are numbered thus individual corrections can be applied, with an average value of 2 keV). During their flight towards the scintillator blocks, the electrons cross several materials (Mylar source support, kapton window, He gas, scintillator wrapping) where they lose energy. The mean energy losses are estimated to be 45 keV and 40 keV respectively for the 482 keV and 976 keV electrons.

To measure energies up to 3 MeV or more, one needs at least one additional calibration point, which is obtained using electrons from pure beta emitter ^{90}Y (daughter of ^{90}Sr , with a period of 2.671 days) and measuring the end-point of the β spectrum at 2.283 MeV (with an intensity of 99.984%)⁵³. This calibration does not require pattern recognition because the events of interest are located in the tail of the spectrum, which can only contain electrons coming directly from the sources. Relatively intense sources are used here for short runs with high speed event collection.

⁵³ ^{90}Y has an other Q_{β} -value of 523 keV but the associated intensity is only 0.016%

For timing calibration, the relative offsets for each channel are determined with a ^{60}Co source, which emits two coincident γ -rays with energies of 1332 and 1173 keV. Spectra of arrival time differences are collected to establish time delays between the 1940 channels. This time calibration does not require the use of the tracking chamber and allows the use of relatively intense sources.

| E_γ (keV) | I_γ (%) | E_{e^-} (keV) | I_{e^-} (%) |
|------------------|----------------|---------------------|---------------|
| 569.7 | 97.74 | 481.7 (K) | 1.52 |
| | | 553.8 - 556.7 (L) | 0.440 |
| 1063.7 | 74.5 | 975.7 (K) | 7.03 |
| | | 1047.8 - 1050.6 (L) | 1.84 |
| 1770.2 | 6.87 | 1682.2 (K) | 0.02 |

TAB. 3.31 – Energies and intensities (for 100 decays) for conversion electrons (K and L lines) and γ -rays emitted by ^{207}Bi source [64].

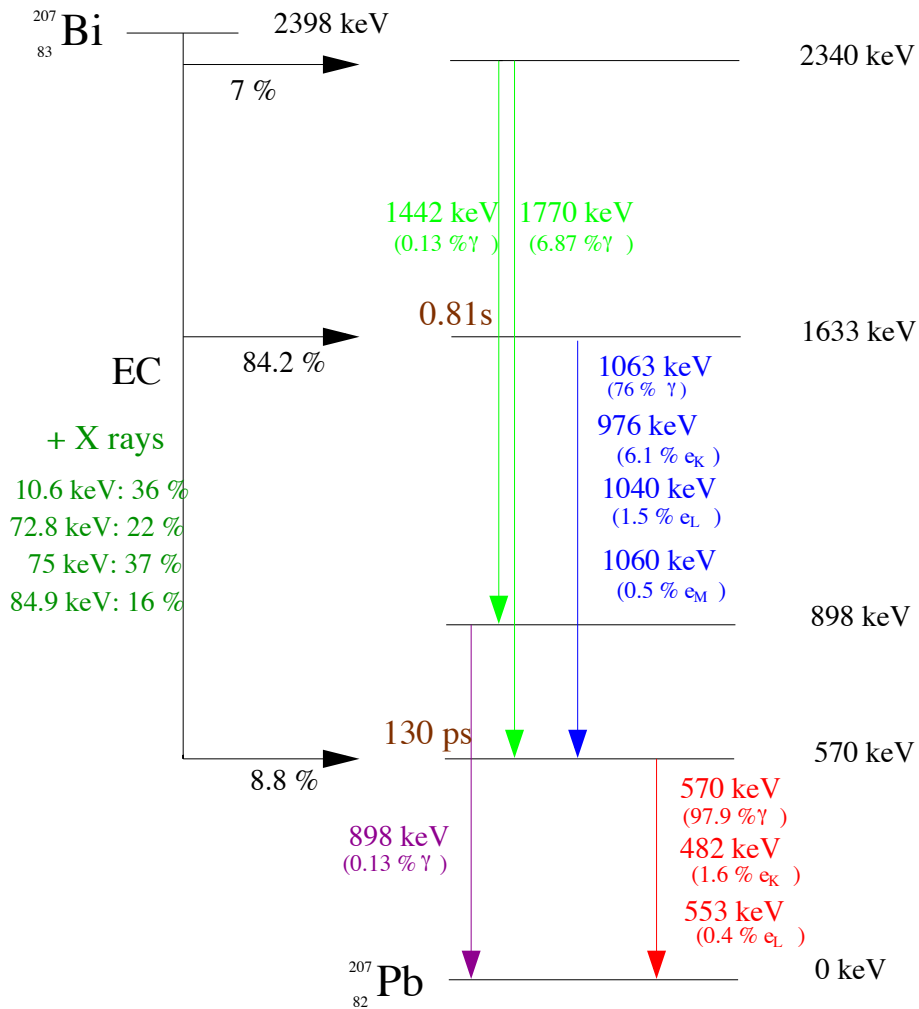


FIG. 3.78 – Decay scheme for ^{207}Bi [64].

Calibration source activities were γ controlled with a Ge-Li detector, for which the efficiency was measured using calibrated reference sources (^{152}Eu , ^{60}Co , ^{137}Cs and ^{133}Ba , with an activity of 74 to 111 Bq (2 to 3 nCi)). Each source activity was measured twice, during at least one hour, with a reproducibility better than 2.5%.

3.2.6.4 Laser calibration system

In an experiment such as NEMO 3, which requires stability for many years over a large number of PMTs, frequent tests of the detector's stability are of paramount importance. As in NEMO 2, it has been decided to use a laser system. The objectives of this system [80], as shown in Fig. 3.79, are first a daily check of the absolute energy and time calibration, which permits the calculation of the corrections according to the emission peak. Next, measurements of the PMTs linearity between 0 and 12 MeV are made and finally is determined the time-energy relation. To accomplish this, the shape of the laser signal has to be very similar to the one produced by an electron. Thus the laser light must be known with very high accuracy ($< 1\%$) and must be stable during the measurement. One needs also a precise calibration of the optical filter transmission for the energy range 0 to 12 MeV and a good common time reference (STOP). For safety reasons, two different laser systems are used for daily survey (see Tables 3.32 and 3.33).

| | |
|-------------------|-----------------------|
| wavelength | 337.1 nm |
| peak output power | 200 kW |
| pulse energy | 130 μJ |
| pulse duration | 700 ps |
| repetition rate | (1-20) Hz |
| beam dimensions | 2 mm ² |
| beam divergence | 2 x 3 mm ² |

TAB. 3.32 – Laser characteristics for MNL 202 from Lasertechnik Berlin.

| | |
|-------------------|-----------------------|
| wavelength | 337.1 nm |
| peak output power | 30 kW |
| pulse energy | $> 120 \mu\text{J}$ |
| pulse duration | 4 ns |
| repetition rate | (1-20) Hz |
| beam divergence | 3 x 7 mm ² |

TAB. 3.33 – Laser characteristics for sealed VSL-337 from Laser Science Inc.

The N_2 laser wavelength of 337 ± 15 nm is selected after focalization of the laser light with an optical lens. Then the light beam is split into two parts. The first one is sent to a photodiode, which can monitor the laser light intensity. A variable optical attenuator can be used to adjust the flux. This attenuator is a glass disk 75 mm in diameter, covered with a sheet of aluminum of which the thickness is increased with the angle. The rotation of this continuous disk can be made using a stepping motor with an angular precision of 0.1° .

The second part of the laser beam goes through two optical filter wheels to simulate the full range of energy. This beam is then wavelength shifted to 420 nm and sent to the NEMO 3 PMTs by means of optical fibers. The shifter is a scintillator ball, wrapped in Teflon and aluminum to increase diffusive reflections, used to mimic the signal of electrons in the scintillators (see

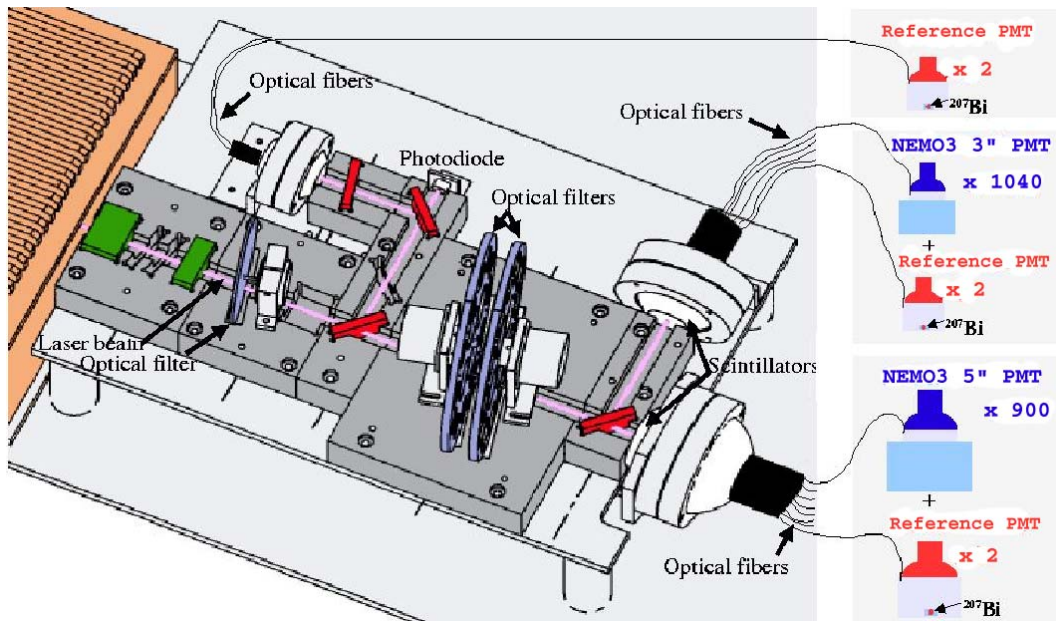


FIG. 3.79 – The laser calibration system, with only one laser beam representation [80].

Fig. 3.80). Each optical fiber (see Table 3.34) is divided into two strands and the optical distance between these two is adjustable using individual attenuators, which allow the distribution of the same flux of light to all the counters (equivalent to around 1 MeV energy for daily procedure). Six reference counters (independent of the NEMO 3 calorimeter) equipped with ^{207}Bi sources allow the monitoring of the laser by measuring energies of both the laser and the 976 keV conversion electrons emitted from ^{207}Bi . Two of the six reference counters (one 3" PMT and one 5" PMT) receive the same light flux as the photodiode to check its stability and the four others (two 3" PMTs and two 5" PMTs) are used to check the light received by the NEMO 3 counters.

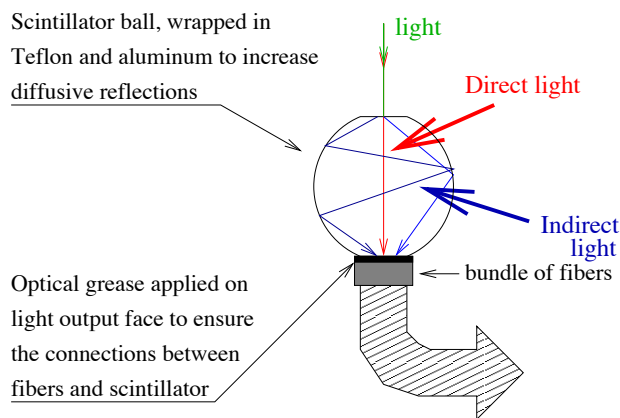


FIG. 3.80 – Scintillator ball used as a wavelength shifter for the laser system, as well to format the laser light.

| | |
|--------------------------------|---------------------|
| core (polymethyl methacrylate) | 0.5 mm ϕ |
| cladding (fluorinated polymer) | step index |
| jacket (polyethylene) | 1.0 mm ϕ |
| numerical aperture | 0.46 |
| acceptance angle | 55° |
| attenuation at 400 nm | 0.2 dB/m |
| allowable bending radius | ≥ 17 mm |
| temperature range | -40 to 85° C |

TAB. 3.34 – Characteristics of the optical fibers (Toray PFU-CD 501-10-E).

The electronic part of the laser system is a special one using two boards. The first board allows the conversion of the electrical charge from the photodiode into electrical voltage. The second board uses a 12-bits ADC. With a special laser processor, a common *STOP* is generated by the photodiode. For laser run, the trigger is made using only NIM *DecLaser*⁵⁴ input to generate the *STOP-PMT* signal, which gives the time precision.

The daily laser procedure is carried out in two steps. First, after stopping the current $\beta\beta$ run, the laser is stabilized for checking its parameters (pressure, frequency, ...). During this step the flux can be corrected if necessary. The second step consists of a pedestal measurement for the PMTs⁵⁵, which is followed by the acquisition of the laser and ^{207}Bi events. Finally the laser is turned off and a new $\beta\beta$ run is started. For a “complete” calibration run up to 12 MeV, the procedure is only repeated few times during the year with different fluxes and changing the rotation of the two optical attenuator disks for each run. A webcam put in front of the laser system (<http://www.lsmcam1.in2p3.fr>) can be used to check that the laser system is off.

3.2.6.5 Energy alignment of the counters

As explained in paragraph 3.2.5, one high voltage channel supplies three PMTs. The individual gain adjustment of each PMT was done using spectra of conversion electrons emitted from ^{207}Bi sources. An example of spectra and fitting procedure is shown in Fig. 3.81 : for each PMT, one obtained the total one electron spectrum (1); 482 keV electron peak position was isolated (2) and its mean position was calculated (3) using a gaussian fit; from this result, 976 keV electron peak position was isolated (4) and its mean position was calculated using first probability distribution (5) and then a gaussian fit (6). The gain correction for each PMT, which was given by the procedure, was used to calculate the new values of the two appropriate resistors on the repartition board. After modification of the resistors, results of the alignment were checked with a new acquisition. In average, only two iterations were needed.

3.2.6.6 Absolute energy calibration method

Over the full 12 MeV range of energies measured by NEMO 3, the relation between the charge signal and energy deposited in the counter is not necessarily linear. The relation is, however, linear up to 4 MeV, where the greatest accuracy is required :

$$E = a(C - P) + b \quad (3.24)$$

⁵⁴DecLaser = Déclenchement Laser, that means Laser Trigger

⁵⁵1940 PMTs from the NEMO 3 calorimeter and six PMTs for the reference counters

here C is the ADC value of the scintillator and P is the pedestal. The energy calibration constants a and b are determined using at least two points from measurements with radioactive sources, while the relation for the energies greater than 4 MeV is determined using a “complete” laser calibration run.

The energy resolution is defined from $\text{FWHM}(E)$ measured value, dividing it by 2.35, which results from a quadratic addition :

$$\text{FWHM}(E) = AE \oplus B \oplus CE^2 \quad (3.25)$$

The energy resolution was initially assumed to have essentially the two first contributions. The principal component, which originates from the statistical fluctuations of the scintillation photons and from the number of photo-electrons at the PMT anode, increases as the square root of the energy. The second component is due to the instrumental effects which are energy independent. Finally, a third term has been added to the quadratic addition, which depends upon the gain fluctuations, presence of non-uniformity and non-linearity as well as calibration method and results.

Using 60 ^{207}Bi sources (~ 220 Bq each) with the high threshold set at 48 mV (~ 150 keV), a ~ 72 hour run yields between 1,500 and 4,000 events for each PMT with identifiable not scattered tracks, depending on the block type and position. Then the positions of the two peaks, corresponding to the 482 and 976 conversion electrons, are extracted and the resolution is obtained (see Fig. 3.119 in Section 3.3.4).

Using four ^{90}Sr sources simultaneously (~ 6 kBq each) eight runs were taken with the sources in different positions (see Table 3.35) and a threshold of 48 mV (~ 150 keV). For each PMT about 5×10^4 events are used to form a spectrum (see top of Fig. 3.120 in Section 3.3.4). A fit to the high-energy tail of the spectrum is made with a function describing the shape of a single β spectrum of ^{90}Y , convolved with the energy resolution function $\sigma(E)$ and taking into account the mean energy loss of the electrons in the gas of the wire chamber.

| | | | |
|----|-----|-----|-----|
| 0T | 5B | 10T | 15B |
| 2T | 7B | 12T | 17B |
| 4T | 9B | 14T | 19B |
| 6T | 11B | 16T | 1B |
| 8T | 13B | 18T | 3B |
| 1C | 6C | 11C | 16C |
| 3C | 8C | 13C | 18C |
| 5C | 10C | 15C | 0C |

TAB. 3.35 – ^{90}Sr source positions for the 8 runs. Letters T, C and B refer respectively to $z = 90$, 0 and -90 cm for Top, Central and Bottom.

Finally, these three results (two peaks at 482 and 976 keV and one end-point at 2283 keV) from the calibration runs with ^{207}Bi and ^{90}Sr are combined to extract the parameters a and b of a linear calibration valid for the energy region up to 4 MeV. The results of energy calibration runs are presented in Section 3.3.4.

3.2.6.7 Energy corrections using the laser system

During calibration periods, laser runs are carried out every two hours. The last one is used as a reference just after the calibration runs and gives a fiducial reference energy, E_0 , for each

counter (one assumes there is no correction to be applied to the b offset). Counters for which the corrected gains obtained from the laser survey system are different than those resulting from absolute calibration results, have a correction factor applied to their reference energy E_0 . At a later time t after calibration period, a new value of the energy, E_t , is measured :

$$E_0 = a_0(C_0 - P_0) + b \quad \text{and} \quad E_t = a_t(C_t - P_t) + b = e_{corr} \times a_0(C_t - P_t) + b$$

where e_{corr} is the correction factor to be applied. It represents the variation of the calibration slope of the counter as a function of time between t_0 and t . This variation of the laser light is determined comparing the laser peak position (C_{laser}) and the 976 keV peak position from the ^{207}Bi (C_{Bi}) between t_0 and t for the six reference counters.

$$\frac{E_t}{E_0} = \frac{C_{lasert} - P_t}{C_{laser0} - P_0} \times \frac{C_{Bi0} - P_0}{C_{Bit} - P_t} \quad (3.26)$$

Results are then transferred to the database. Since 2004, a new program written at CENBG [81] is used for laser survey.

The “real” energy value $E_{(t)}^{(i)}$ for counter number i at instant t is finally given by :

$$E_{(t)}^{(i)} = [(C_{(t)}^{(i)} - P_{(t)}^{(i)}) \times a^{(i)} \times e_{corr(t)}^{(i)}] + b^{(i)} \quad (3.27)$$

3.2.6.8 Time calibration

The timing response of two counters detecting two particles emitted in coincidence depends not only on the time-of-flight of each particle, but also on several effects which have to be corrected for.

• Time alignment of the counters

All PMTs must be aligned in time. The time taken for each PMT to respond to a signal depends on the individual characteristics of the counter. In order to use only one time scale, an alignment procedure has been developed to obtain the individual time shifts $\varepsilon^{(i)}$ ($i = 1$ to 1940).

Let $\varepsilon^{(i)}$ ($i = 1, 1940$) be this “intrinsic” unknown delay for each PMT. These delays are due to the small differences which can be found in cable lengths, in PMT transit times, in scintillator or light guide geometry, in PMT arrangement, etc... The procedure to find $\varepsilon^{(i)}$ uses the two γ -rays emitted in coincidence by a decay in a ^{60}Co radioactive source (1173 keV and 1332 keV) and detected by a pair of scintillators. Both counter electronics have common *START* due to the decay mode and there is a common *STOP-PMT* for all the counters, which allows extracting the individual delays, by writing for each pair of PMTs :

$$TOF^{(i)} + tdc^{(i)} + \varepsilon^{(i)} = TOF^{(j)} + tdc^{(j)} + \varepsilon^{(j)}$$

where $TOF^{(i/j)}$ is the time-of-flight of the particle, $tdc^{(i/j)}$ is the time measured in the associated TDC counter and $\varepsilon^{(i/j)}$ is the individual delay to be found.

Since measured time and time-of-flight are known, one can call $\delta^{(ji)}$ the difference $(TOF^{(j)} + tdc^{(j)}) - (TOF^{(i)} + tdc^{(i)})$. Thus $\varepsilon^{(i)} = \varepsilon^{(j)} + \delta^{(ji)}$. If one considers all the events $N^{(i)}$ involving the counter i and call sum over i one gets :

$$N^{(i)} \cdot \varepsilon^{(i)} = \sum \delta^{(ji)} + \sum \varepsilon^{(j)},$$

$$\varepsilon^{(i)} = \frac{\sum \delta^{(ji)}}{N^{(i)}} + \frac{\sum \varepsilon^{(j)}}{N^{(i)}}$$

Using a “successive approximation” method and putting $\sum \varepsilon^{(j)} \sim 0$ due to its randomly distribution being the fluctuations in the apparatus set-up, the global formula to find $\varepsilon^{(i)}$ after (n) iterations is :

$$\varepsilon_{(n)}^{(i)} = \frac{\sum \delta^{(ji)}}{N^{(i)}} + \frac{\sum \varepsilon_{(n-1)}^{(j)}}{N^{(i)}}$$

In order to calculate the time-of-flight correctly, only one ^{60}Co source of 15.5 kBq is used per run. Ten runs with different source positions (five runs with this source in Top position in sectors 0, 4, 8, 12 and 16, and five runs in Bottom position in sectors 2, 6, 10, 14 and 18) are performed in order to cover all possible combinations of PMTs. A threshold of 150 mV (~ 500 keV) is set for the arrival time difference spectra and the relative timing offset $\varepsilon^{(i)}$ for each counter i (see results in Section 3.3.4).

• **Other corrections**

The effect of leading edge discriminators is to induce a time-vs-energy dependence, which can be described with a formula using four parameters

$$t(C) = p_1 - \frac{p_2}{p_3 \sqrt{C} + p_4} \tag{3.28}$$

and taking into account the pulse shape. Determination of the parameters $p_k^{(i)}$ ($k = 1$ to 4 for counter i) is accomplished through a “complete” laser run producing equivalent energies between 0 and 12 MeV. The relative timing offset $\varepsilon^{(i)}$ for counter i is then included in the asymptotic value $p_1^{(i)}$.

The laser survey system is also used to obtain daily time response corrections for each counter, which correspond to TDC slope variations : $t_{corr} = tdc_t - tdc_0$.

Finally, the “real” time, $T_t^{(i)}$, used for a time-of-flight calculation for counter number i at instant t is :

$$T_{(t)}^{(i)} = tdc_{(t)}^{(i)} - t_{corr_{(t)}}^{(i)} - t(C_{(t)}^{(i)}) \tag{3.29}$$

RUN NUMBER 1374

2002/03/19 17.27

Counter sector 10 iobt 0 ifcl 0 bloc 6

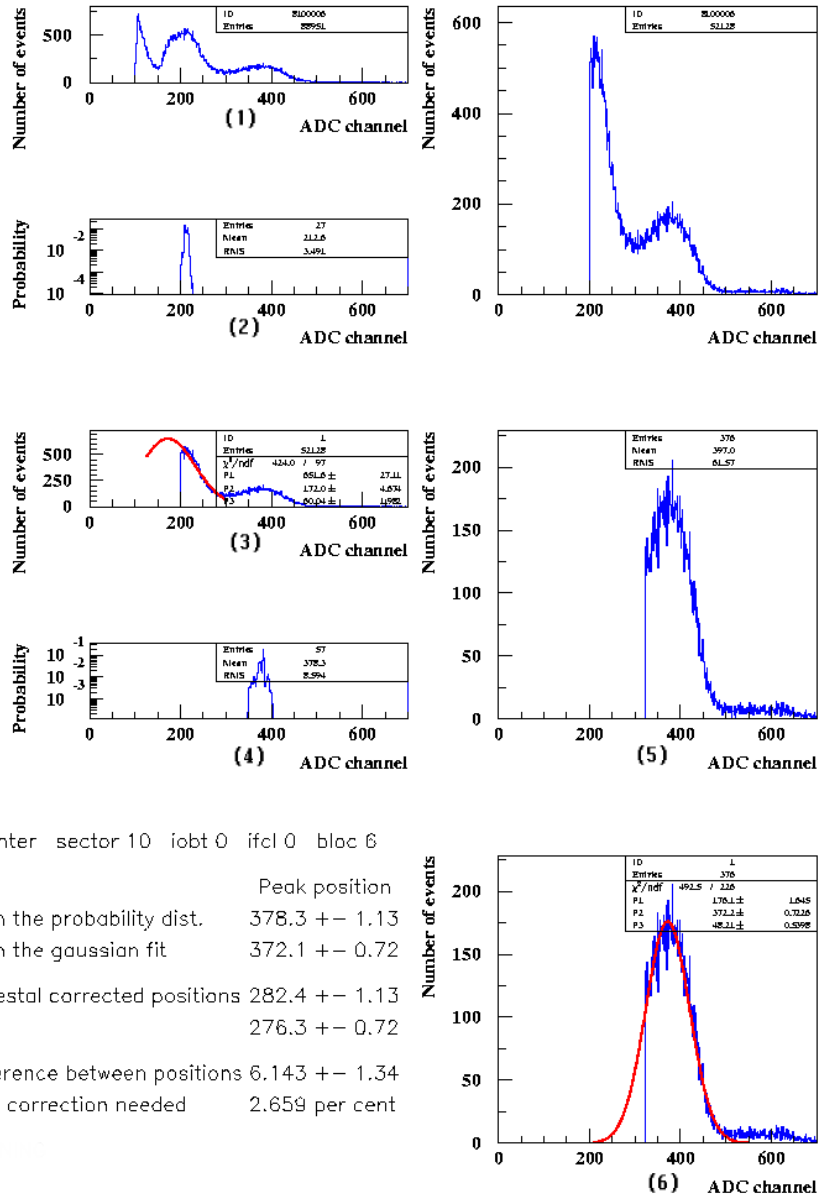


FIG. 3.81 – Alignment procedure : method to fit the peak positions of the 482 and 976 keV conversion electrons from ^{207}Bi .

3.2.7 Coil and shields

3.2.7.1 Introduction

To reach the desired sensitivity for the effective neutrino mass, there must be no events (< 0.1) from external backgrounds in the energy range [2.8 - 3.2] MeV during five years of data collection. This external background corresponds to the two electron events created by interactions in the source foils of the γ -rays emitted by the surrounding materials after a radioactive decay or a neutron capture. The external background contribution coming from neutrons is due to (α, n) reactions, spontaneous fission of uranium and the interaction of cosmic ray muons in the rocks. The other external background contribution is the γ -ray flux produced in the LSM, which has been studied using a NaI detector surrounded by different shields [82]. The origins of these γ -rays are natural radioactivity, radiative neutron captures and the bremsstrahlung of muons. Below 4 MeV, the spectrum is dominated by radioactivity in the surrounding material and rocks. Between 4 and 6 MeV, the shape of the spectrum is well explained by U, Th and daughters, which are internal contaminations in the NaI crystal. Between 6 and 10 MeV, the flux is strongly correlated with neutron captures in the surrounding materials. Finally the flux above 10 MeV falls off and is related to the very weak cosmic muon flux via muon bremsstrahlung.

As shown in Section 3.2.9, the detector has been designed with stringent radiopurity for its construction materials. For the external background coming from γ -rays and neutrons, several studies were made with the NEMO 2 detector as well as the NEMO 3 simulations [83]. These have shown that there is a large reduction in these backgrounds given the following conditions to the experiment. A solenoid capable of producing a field of 25 G is surrounded by two external shields, the first one to reduce γ -ray and thermal neutron fluxes, the second to suppress the contribution of slow and fast neutrons. The design of the coil and shields allows for partial dismantling of the detector to access each sector.

3.2.7.2 The magnetic coil

The simulation of the fast neutrons coming from the laboratory into NEMO 3 was carried out with 20 cm of iron shield. The contribution to the $\beta\beta 0\nu$ background by the γ -rays created from neutron captures leads mainly to (e^+e^-) events and also to a few (e^-e^-) events produced in the source foils. The detection by the calorimeter of the γ -rays associated with these events provides a high rejection efficiency (80%). A 25 G magnetic field, which provides the charge recognition rejects 95% of the (e^+e^-) pair events.

The coil surrounds the entire detector but the detector access was a necessary design consideration. Thus, the coil is made of ten sections with 203 copper rings connecting every other sector to form one loop of the helix (see Fig. 3.82). The surface of one ring section is 100 mm² (10 mm in height and 10 mm in width) and the free space for isolating between rings is 3 mm long. Panels of iron of 10 mm in thick, as well as the iron petals of the NEMO 3 detector, are used for backfield. The finished coil is cylindrical, 5320 mm in diameter, 2713 mm in height and has a mass of 5 tons (~ 3.1 tons of high radiopurity copper).

The electric current for a 25 G magnetic field is around 29 A ($V = 18.9$ V). The copper ring resistivity of $\sim 1.6 \times 10^{-8}$ $\Omega \cdot m$ leads to an electric resistance of around 0.6 Ω for the coil. This value has only a very small increase when connecting the system of 2,030 ring connections. The cooling of the coil and PMTs is possible using air fans installed in each iron shield's sector, which can provide an air flux of 1 m³/s.

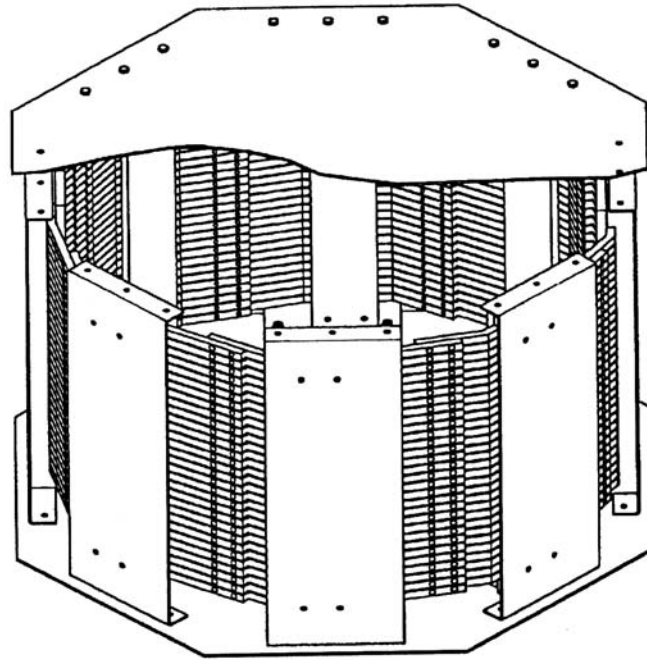


FIG. 3.82 – Design of the magnetic coil, with the copper rings.

3.2.7.3 Iron shield

The iron shield is also made in ten sections (165 tons) with two end-caps (6 tons each). The lower end-cap is fixed and the upper one is removable. The iron shield is 20 cm thick, except for a few places where it is 18 cm on account of mechanical supports. As other materials, the iron was selected for its radiopurity (see Table 3.45).

3.2.7.4 Neutron shield

The remaining (e^+e^-) pair events (5% not rejected by curvature measurements) and the (e^-e^-) events due to the γ -rays created by neutron capture can be suppressed only if the flux of neutrons inside the detector is decreased. NEMO 3's neutron shield is optimized to stop fast neutrons with an energy of a few MeV, it also suppresses thermal and epithermal neutrons.

The neutron shield is made of three parts, as shown in Fig. 3.11. The first one is situated below the central tower of the detector (not shown in the figure) and consists of paraffin 20 cm thick. The second part covers the end-caps below and above the detector, and consists of 28 cm of wood. The cylindrical external walls are covered with ten large tanks⁵⁶ containing borated water which are 35 cm thick and separated by wood 28 cm thick.

⁵⁶from Czech Technical University (Prague, Czech Republic)



FIG. 3.83 – Detail of the copper rings used to realize the magnetic coil.



FIG. 3.84 – Picture of the coil during its installation round about the detector.

3.2.8 Mounting and assembly of the detector in the LSM

3.2.8.1 Special arrangements of the Fréjus Underground Laboratory

Several arrangements were made in the LSM before the installation of the NEMO 3 detector. In the entrance, to permit the reception of the 13.5 m long semi-trailer, or in the big room, there were a lot of new installations as an overhead crane of 8 tons, a metallic reinforced floor of 2 tons/m², a new plane area to win 10 cm in height under the overhead crane. Also were realized a class 5,000 clean room to prepare the source foils and finally a clean frame with a light surpressure to install the foils inside each sector.

3.2.8.2 Supporting structure

The steel framework, which supports the NEMO 3 sectors, is made of two parts⁵⁷. It was installed in the LSM at the end of 1998 and supports the 20 sectors of the detector, the magnetic coil and the various shields. All the components of the framework were selected for their radiopurity. To properly enclose the active detector and have access to readout electronics in the narrow experimental hall, the detector was raised off the ground two meters. Thus the control and readout electronics can be housed under the detector. This structure preserves proximity and serviceability of the electronics and detector (see Fig. 3.85).

3.2.8.3 Principle of the gas regulation system

The principle of the gas regulation system is described in Fig. 3.86.

Helium gas from bottles is sent through the flow meter and pressure gauge to a primary bubbler filled with pure ethyl alcohol. Next this mixing is sent inside a cooling box (called FRIGEBAC in the figure), which also contains pure ethyl alcohol at the chosen temperature. There are two cooling boxes and the gas regulation system can switch from one to other. These cooling boxes are able to maintain the needed temperature, which is now 14°C, with a precision of 0.1°C. In output of FRIGEBAC is the helium and alcohol gas mixture ready to be sent inside the NEMO 3 detector. For each sector, there are two gas inputs on the top petal and two gas outputs on the bottom petal. Addition of argon and water (see Section 3.2.8.5) is carried out just after the output of the mixture from the cooling box. The gas mixture can also be sent through a brass tube in order to test its specifications, before its input inside the NEMO 3 detector as at its output. This tube was initially realized in LAL to choose the wires for the tracking chamber (as presented in Section 3.2.4.4 and Fig. 3.47).

A view of the system in the LSM is shown in Fig. 3.87.

3.2.8.4 Placing of the sectors on the supporting structure

Once the sectors were made helium tight, the anode and cathode cables were connected at LAL before being transported to the LSM (see Fig. 3.88), where PMTs were attached (a sector in the LSM before PMTs attachment is shown in Fig. 3.89). After gluing (using RTV-615) and testing the PMTs (see Fig. 3.90), the sectors were carried inside the source mounting room and cleaned using alcohol and nitrogen gas.

The source frame, which supports the seven foils of each sector, was prepared simultaneously in the LSM clean room. There was a glove box between this room and the clean frame, to

⁵⁷one part from JINR Dubna and the second one from CTU Prague

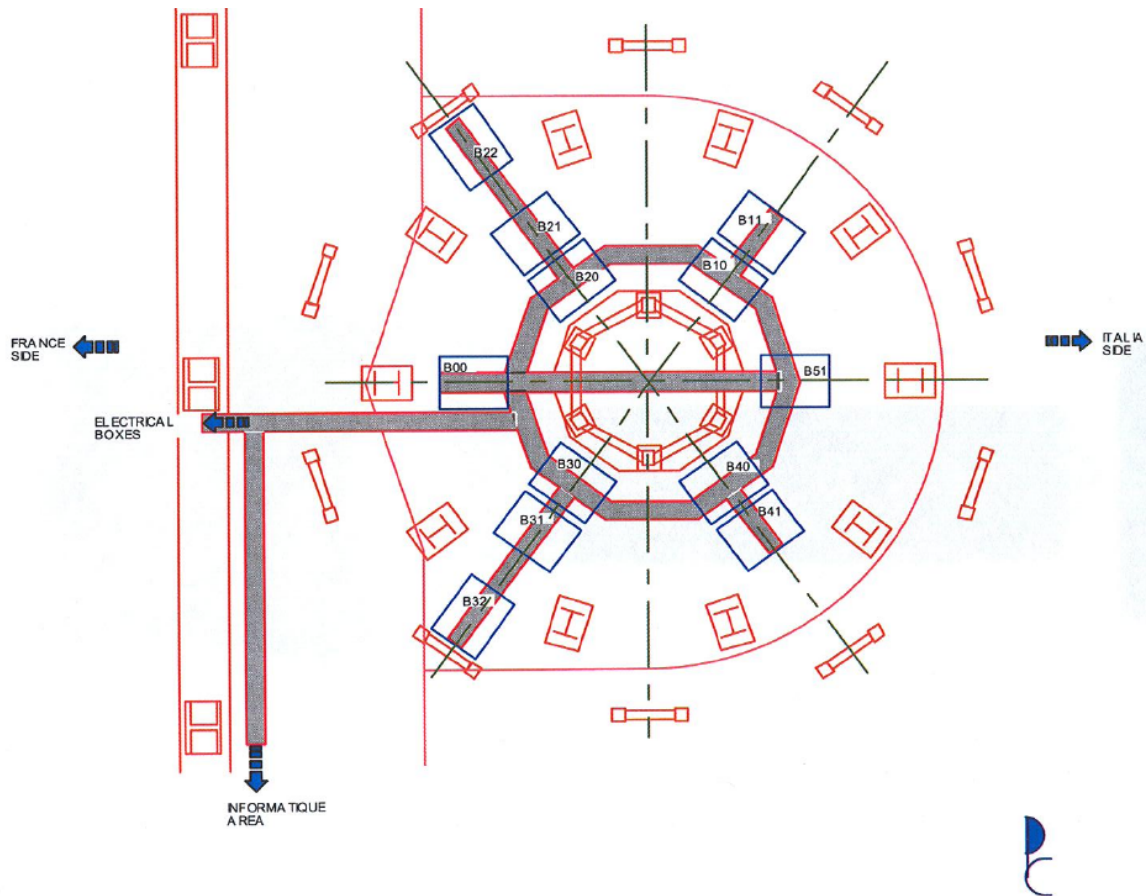


FIG. 3.85 – Top view of the setting-up of the electronic racks for the NEMO 3 detector, which are all implemented under the metallic frame.

avoid pollution of the foils when introducing the source frame inside the sector. To minimize the thickness between the sectors during the mounting, a special mechanical system called “Marie-Louise” was chosen to separate the sectors. This is a frame containing a Mylar foil permitting to approach one sector at 1 mm from another one during the mounting, and which can be easily removed when moving the sectors in final position. This “Marie-Louise” frame was glued on both sides of the sector. After 24 h to ensure polymerization of the gluing, the tracking chamber was cleaned with a nitrogen flux to eliminate dust on the wires or on the scintillators. The source frame was then passed from the clean room to the clean frame and mounted in the sector. Finally, the calibration tube was set in position and the sector was cleaned once again with nitrogen and closed with sheets of Mylar glued to the “Marie-Louise” system.

The source mounting room was then opened to move the sectors to the supporting structure. The calorimeter cables (HV and signal) were soldered to the PMT bases and to the distribution daughter boards, when the distribution daughter boards for the tracking detector were installed on their mother boards. These operations were followed by the introduction of the plastic optical fibers into brass tubes which are present in each light guide of the calorimeter (20 mm long for 3” PMTs and 25 mm long for 5” PMTs). The contact between the fiber and the guide was ensured

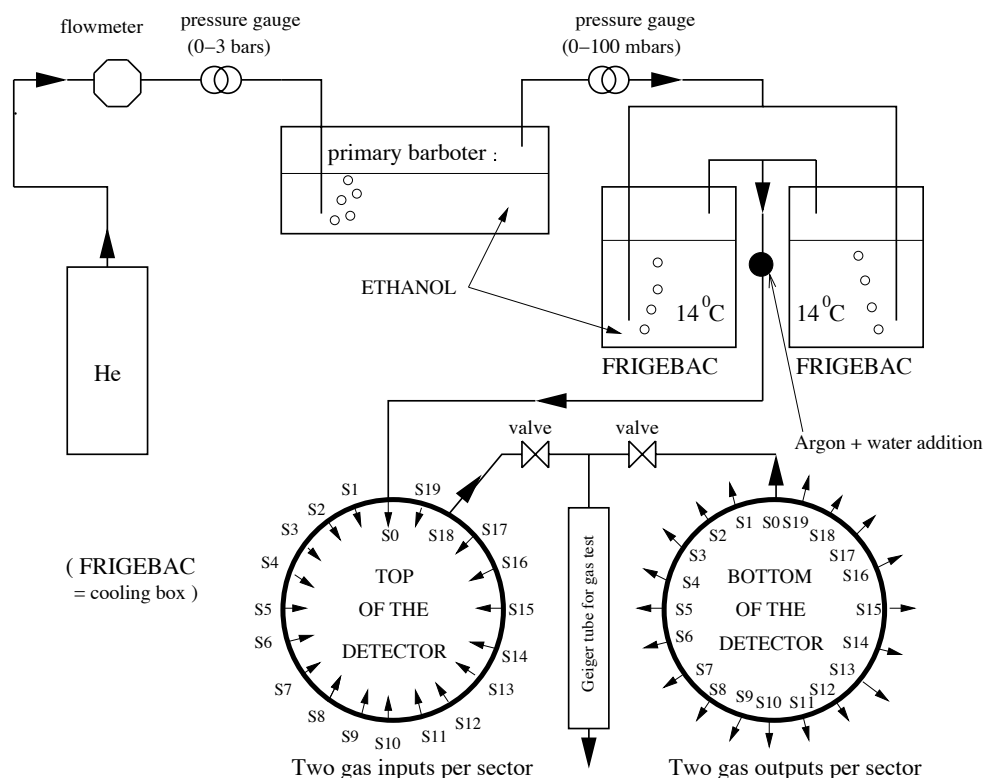


FIG. 3.86 – Scheme of the gas regulation system for NEMO 3.

by optical grease. Finally there was a thorough test of the connections for the calorimeter, the tracking detector and the laser system (both electrical and optical). During these procedures the sectors were filled with nitrogen to avoid deposition of impurities on the wires.

These tasks (construction of the sectors, installation on the metallic frame, helium integrity, filling of the sectors with helium and alcohol, triggering and acquisition) were previously checked in the year 2000 for three sectors (00, 18 and 19). The 17 remaining sectors of NEMO 3 were gradually installed and tested until August 2001. The 20 sectors were then placed in their final positions in cutting the “Marie-Louise” foils and the helium seals made using RTV glue.

3.2.8.5 Final installation and commissioning period

The total fiducial volume inside the tracking detector is 28 m³. The detector was filled with gas in December 2001, using a fast flushing of helium gas (5 volumes), followed by introduction of ethyl alcohol in the gas regulation system. The whole process took approximately 24 h. A constant pressure of gas was maintained with a flux of the order of 130 l/h until December 2002. The magnetic coil was installed in February 2002 and γ -shield in April 2002. Finally, the installation of the neutron shield was completed in February 2003 and the boron was added the 1st March 2004, with 50 kg in each tank, both with addition of water to the top of the tanks when needed.

Between each step, $\beta\beta$ and calibration runs were taken to monitor stability and the effectiveness of the shields for comparisons with simulations (see Section 3.3.1.2).



FIG. 3.87 – Picture of the gas regulation system for NEMO 3.

Data collection was temporarily stopped in December 2002 to make several improvements. These involved changes in HV power supplies for the calorimeter PMTs' overvoltage protection, while noise and gain adjustments were made on several PMTs. Helium leaks were also sealed.

High currents in Geiger cells were observed after rather short running time without full propagation efficiency. This situation was specially difficult during calibration runs with bismuth sources. Tests on small prototypes in Orsay [84] showed that the Geiger propagation was improved at smaller gain with the addition in the gas mixture of argon, which is easily photoionized. Thus the addition of 1% of argon into the gas mixture was carried out in order to improve the Geiger cell stability and efficiency of the plasma longitudinal propagation as well as limiting the aging problems. It also provides a decreasing of ~ 150 V of the Geiger HV.

With this new gas (He + Ar + alcohol), the situation was improved but not really satisfactory. One month of cell "burning", that means a functioning of the tracking chamber with very high currents at high voltage, provided a big improvement and a quite good situation at full propagation efficiency.

Nevertheless, there were still currents, which appeared at some well known areas of the chamber after many hours of running (typically 10 hours). Self-sustained discharges from one cell spread very fast to neighboring cells and this contamination stopped always at the same place. Size of the affected area could be small and concern only few wires, but it could also be very large, with around three half-sectors affected by the contamination, i.e. ~ 250 cells! It was possible to reset this situation by putting OFF/ON the high-voltage power, but it was a real problem during the calibration runs with Bi sources due to the increasing of the counting rates in the chamber, which produce high-currents.

Thus, using experience from other experiments with gas drift chambers [73], addition of O_2 in the mixture was tried and finally addition of water, which improve cell stabilization without



FIG. 3.88 – One sector just after its transportation to the LSM.

having effect on cell efficiency due to its electronegativity. A mass flow meter was installed in October 2003 to ensure a good control of the water content, which is now 1500 ppm. With this gas mixture of He, Ar, alcohol and H_2O , there is no obvious improvement for $\beta\beta$ running but the situation is slightly better for calibration runs with radioactive sources, for which there is a stabilization of the tracking chamber, even if the working conditions are not yet completely satisfactory.

The proportion of alcohol quencher in the mixture was also reduced from 40 to 39 mbars partial pressure (ethyl alcohol at $14^\circ C$ instead of $15^\circ C$).

In mid-February 2003, new $\beta\beta$ runs commenced under improved conditions, with the coil and both shields (without boron, see above). The gas mixture used in the day-to-day running is now He with Ar (with $V(Ar)/V(He) = 1\%$) and ethyl alcohol as the quencher (at $14^\circ C$ or 39 mbars of partial pressure) with the addition of 1500 ppm of water, at a flux of 240 l/h. An overpressure of ~ 10 mbars is maintained to flush contaminants from the surrounding gas volume.



FIG. 3.89 – One sector in the LSM with its half-wheel system for rocking motion.



FIG. 3.90 – One sector in the LSM during the internal wall PMT attachment.

3.2.9 Radiopurity of the detector

All radiopurity measurements were carried out by the NEMO collaborators from CENBG [85].

3.2.9.1 Introduction

As described in Section 3.1.3, for energy deposits in the range of a few MeV as it is the case in double beta decay experiments, radionuclide concentration has to be as low as possible in the materials used in the detector construction. A long-term program of material selection and control using the γ -ray detection technique has been initiated since many years in the LSM [86], leading to measurements of a very high number of samples. As a result, it has been shown that in order to minimize internal background the sources have to be purified, whereas to minimize external background it is necessary to control radioactivity in ^{208}Tl , ^{214}Bi and ^{40}K for all detector materials including PMTs.

3.2.9.2 Measurement principle

- **HPGe detectors**

γ -ray spectra were acquired using four low background p-type HPGe detectors⁵⁸ at low temperature using liquid nitrogen ($T = 77\text{ K}$). One is located at CENBG (*Aubépine*) and has a 100 cm^3 crystal volume, with a cosmic veto which consists of an anticoincident detection of cosmic rays. The others are located in the LSM in order to suppress effects of the cosmic rays. One of these detectors has a 100 cm^3 crystal (*Géranium*) and there are two 400 cm^3 (*Iris* and *Jasmin*), which were used to reach the high sensitivity for $\beta\beta$ sources needed for high energy γ -rays (see Fig. 3.91 and Fig. 3.92). The cryostats of these HPGe detectors have a special configuration and are made of selected materials. The passive shield of the 1 m^3 structure of the detectors is made with radioactivity free materials and flushed with nitrogen to avoid radon deposit. External part is a standard lead shield, 15 cm in thickness. Central shield part is in OFHC copper, around 10 cm thick. And finally, archeological lead is used for the internal shield surrounding the crys-

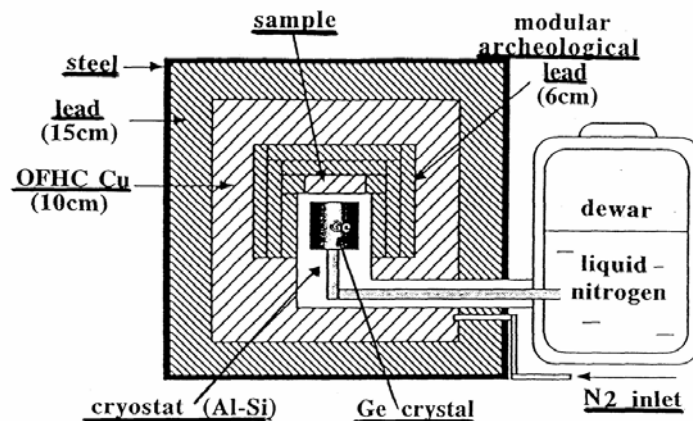


FIG. 3.91 – A schematic view of the HPGe detector.

⁵⁸High-Purity Germanium detectors, from the French company “Canberra-Eurisys Mesures”



FIG. 3.92 – Picture showing a top view of *Iris* 400 cm³ HPGe detector in LSM. The cryostat end-cap has a diameter of 11 cm.

tal, 6 cm in thickness. The 400 cm³ HPGe spectrometers typically use the “Marinelli” geometry⁵⁹ to measure the abundance of selected isotopes in the decay chains via the strength of selected gamma lines.

Energy range of interest for p-type HPGe detectors from NEMO is between 30 keV and 3000 keV. Some characteristics are given here as an example for one of the 400 cm³ HPGe spectrometers in LSM. The counting rate associated with the background measurements is around 0.2 counts per minute for the whole spectrum. The relative photopeak efficiency depends on the detector, the sample and the γ -ray energy : a typical efficiency curve as a function of the γ -line energy is presented in Fig. 3.93. The energy resolution is 1.8 keV on 1332 keV γ -ray line of ⁶⁰Co (this value is very stable and stays less than 2 keV after several months of data collection, without gain adjustment). This good energy resolution allows identification of all the γ -emitters present in the sample.

As explained in Section 3.1.3, it was essential for the NEMO 3 experiment to measure ²¹⁴Bi and ²⁰⁸Tl activities in all materials.

In Section 3.1.3.1, Fig. 3.15 presents the three natural decay series, and the energy and intensity for the main γ -rays from the most commonly observed radioisotopes are summarized in Table 3.2 [65].

Concerning uranium decay series, the precursor of the chain, ²³⁸U, does not yield any significant γ -lines and estimate of its activity has to be done by means of its progenies ²³⁴Th and ^{234m}Pa, both of which reaching secular equilibrium with ²³⁸U within ~ 120 days in a closed

⁵⁹The “Marinelli” geometry consists in placing around the crystal a big quantity of investigated substance (~ 1 kg) to improve the detection efficiency. It was used for the measurements of the source components (powder, foil, Mylar, backing film, ...). All these samples were first placed during two weeks in a glove box under nitrogen atmosphere to allow the radon decay

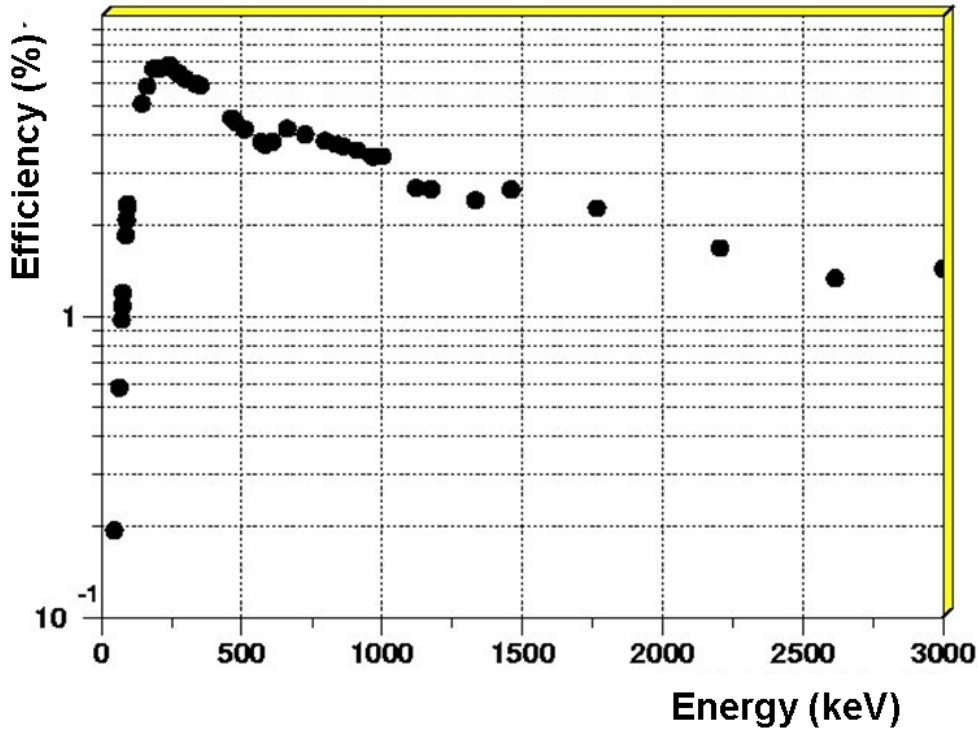


FIG. 3.93 – Efficiency (in %) as a function of the γ -ray line energy, for a 400 cm³ HPGe detector. The points are efficiency values calculated using Monte-Carlo simulations. The calculation has been done for Marinelli geometry with 673 g of ¹⁰⁰Mo powder sample.

system⁶⁰. The radionuclides of this series with the most intense emission in the spectra are ²¹⁴Pb and ²¹⁴Bi. Due to the involved half-lives in the decay chain, these two radionuclides are in equilibrium with ²²⁶Ra in ~ 20 days.

In the thorium chain, the longest half-lives are for ²³²Th, ²²⁸Ra and ²²⁸Th. The head of the chain, ²³²Th, can not be measured with gamma spectroscopy. The activity determination for ²²⁸Ra and ²²⁸Th can be determined assuming that they are in equilibrium with their progenies, ²²⁸Ac and ²¹²Pb-²¹²Bi-²⁰⁸Tl respectively.

It is also possible to measure directly the activities from ²³⁵U, ⁴⁰K, ⁶⁰Co, ¹³⁷Cs, ¹⁵²Eu or ²⁰⁷Bi radiocontaminants, as shown in Table 3.2.

• **Sensitivity of the HPGe detectors**

All the measurements done with the HPGe detectors allowed to check NEMO 3 specifications for all materials and sources used for the detector realization.

The obtainable activity limit, A_{lim} (90% C.L.), from characteristic γ -line is given by

$$A_{lim} = 1.6 \sqrt{\frac{bkg}{T_{stat}}} \frac{1}{\varepsilon \cdot BR \cdot M} \quad (3.30)$$

where bkg is the HPGe background at the energy of interest E , T_{stat} is the statistical time of exposure, ε is the HPGe detection efficiency for associated γ -line energy, BR is the branching

⁶⁰The equilibrium is nearly reached after five progeny periods

ratio of the γ -line and M the sample mass. Note that efficiency for each γ -ray line is calculated on the assumption that associated contaminations are evenly distributed in the measured sample.

| Activity in mBq/kg | ^{137}Cs | ^{40}K | ^{226}Ra |
|--|-------------------|-----------------|-------------------|
| 1) Sea-level detector, without cosmic veto | < 50 | < 470 | < 80 |
| 2) Sea-level detector, with cosmic veto | < 20 | < 240 | < 30 |
| 3) Detector in the LSM (4800 m.w.e.) | < 8 | < 110 | < 15 |

TAB. 3.36 – Activities (in mBq/kg) measured with the same 100 cm³ low background HPGe detector for three different configurations and the same 100 g sample during 4.7 days of data taking. In each step a gain of a factor around 2 was obtained on the sensitivity. The limits are given at the 2σ level (90% C.L.).

Example of the sensitivities obtained for one of the 100 cm³ HPGe detector used to measure the NEMO 3 materials are presented in Table 3.36. The first line shows measurements at CENBG, without cosmic veto. The second measurement was with a cosmic veto and the third was the same detector put in LSM. Results present limits obtained for ^{137}Cs , ^{40}K and ^{226}Ra activities, for a 100 g sample, 70 mm in diameter, 20 mm in height and a density of 1.3. The sample was put directly above the end-cap of the detector during 4.7 days of data collection. For this detector, the cryostat was realized using low background materials and placed inside a shield consisting of 10 cm thick standard lead and 4 cm thick archeological lead. The two measurements carried out in CENBG needed the addition of a neutron shield. Limits were calculated using the background spectra presented in Fig. 3.94. In each step a gain of a factor ~ 2 was obtained in the sensitivity.

Using 400 cm³ HPGe detectors in LSM, the best sensitivities obtained for ^{214}Bi and ^{208}Tl activities for all the NEMO 3 measurements were 0.2 and 0.06 mBq/kg respectively, in one month of data collection for a 1 kg sample in Marinelli beaker.

3.2.9.3 Radioactivity measurements of the source foils

The maximum allowed levels of ^{214}Bi and ^{208}Tl contamination in the Mo sources are 0.3 and 0.02 mBq/kg respectively (as given in Eq. 3.15 and 3.16 of Section 3.2.2.2). The expected level of sensitivity was achieved for ^{214}Bi , but not for ^{208}Tl (there was a factor 3 between the experimental germanium sensitivity and the maximal allowed level). A solution could have been reached by using 1.5 kg samples or by counting for more than one month. But the collaboration has decided to make a compromise between the source measurement sensitivity and the detector construction, and thus to keep around one month of counting. Results of Mo source measurements after purification are given in Tables 3.37, 3.38 and 3.39 respectively for metallic foils, chemical purified powder and composite strips of ^{100}Mo . Note that a ^{214}Bi contamination was observed in batch 4, with a measured activity of 1.0 ± 0.3 mBq/kg (see Table 3.38), which was no more founded after composite strips realization (see Table 3.39). Thus one can not exclude there was a radon pollution inside the HPGe detector during measurement of this batch 4.

Radioactivity measurements for all the NEMO 3 sources are summarized in Table 3.40. Only the lower limits obtained for ^{100}Mo are presented here, for both the metallic and composite strips. In this table it can be seen that for ^{208}Tl only limits have been obtained except in ^{82}Se and $^{150}\text{Nd}_2\text{O}_3$ strips. In the case of ^{82}Se (Se(I) selenium), the presence of “hot-spots”, which can be suppressed by analysis, is anticipated. For ^{150}Nd , it is not a problem because the $Q_{\beta\beta}$ value

Low background 100cc Ge spectrometer

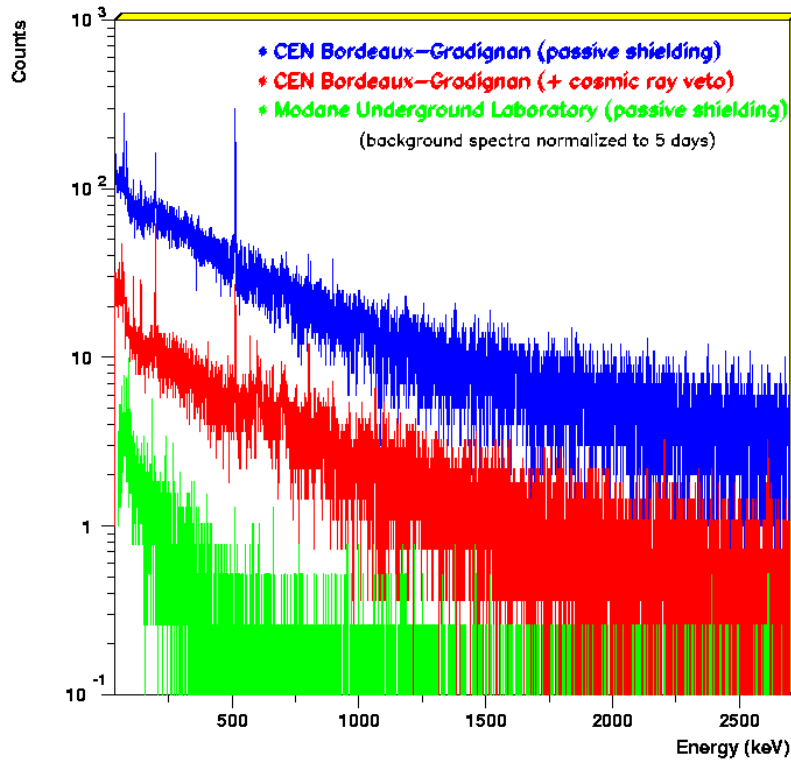


FIG. 3.94 – Background spectra for the same 100 cm³ low background HPGe detector in three different configurations. The spectra have been normalized to five days of data.

(3367.1 keV) is well above the 2615 keV γ -ray produced in the decay of ²⁰⁸Tl. Other contamination measurements obtained for calcium and neodymium can be found in the caption of Table 3.40.

It should be noted that HPGe method, which was used to measure radiopurities of all the NEMO 3 components, fails to measure pure beta emitter contaminations of the samples. Nevertheless, using NEMO 3 data, one-electron channel analysis showed a ⁹⁰Sr (⁹⁰Y, 100%, $Q_\beta = 2.280$ MeV) contamination of around 2 Bq/kg for the nine disk samples of ⁴⁸Ca in the seventh strip of sector 05 (see Fig. 3.153 in Section 3.5.1).

In the ¹¹⁶Cd source foil in sector 18 a ^{234m}Pa (99.84%, $Q_\beta = 2.196$ MeV) contamination of around 22 mBq/kg was found using the same one-electron analysis channel, which is in agreement with the upper limit given by HPGe measurements (see $A(^{234m}\text{Pa}) \equiv A(^{234}\text{Th}) < 56$ mBq/kg in Table 3.40).

It is important to note that these unexpected internal contaminations of the source foils are not a problem for $\beta\beta 0\nu$ studies, because $\beta\beta$ isotopes in the NEMO 3 detector have corresponding energy windows greater than the Q_β values of beta emitters and greater than the maximal γ -ray energy from natural decay chain at 2.615 MeV. The only exception is ¹³⁰Te, which has a $Q_{\beta\beta}$ value of 2.5 MeV. Thus for this isotope, such internal contaminations could produce $\beta\beta$ -like events in the $\beta\beta 0\nu$ energy range.

| Source Activity (mBq/kg) | ¹⁰⁰ Mo metallic 1 sector 01 | ¹⁰⁰ Mo metallic 2 sector 02 | ¹⁰⁰ Mo metallic 3 sector 03 | ¹⁰⁰ Mo metallic 4 sector 04 |
|-------------------------------|--|--|--|--|
| Mo mass (g) | 471 | 733 | 709 | 1014 |
| Exposure (days) | 30 | 35 | 25 | 17 |
| ⁴⁰ K | < 5 | < 5 | < 5 | < 5 |
| ²³⁵ U | 6.3 ± 0.5 | 1.5 ± 0.3 | 1.3 ± 0.3 | < 0.5 |
| ²³⁸ U decay chain | | | | |
| ²³⁴ Th | < 17 | < 15 | < 13 | < 17 |
| ²¹⁴ Pb,Bi | < 0.68 | < 0.39 | < 0.41 | < 0.37 |
| ²³² Th decay chain | | | | |
| ²²⁸ Ac | < 0.7 | < 0.5 | < 0.7 | < 1.7 |
| ²⁰⁸ Tl | < 0.13 | < 0.11 | < 0.17 | < 0.14 |

TAB. 3.37 – Radioactivity measurements of the ¹⁰⁰Mo metallic source foils after physical purification (mBq/kg). The error bars are statistical uncertainties at the 1 σ level while the limits are at the 2 σ level. A systematic uncertainty of about 10% is associated with the Monte-Carlo calculations for the HPGe detector efficiencies.

Of course these internal contaminations modify $\beta\beta 2\nu$ spectra. Nevertheless, using background analysis channels for NEMO 3 data (for example the one-electron channel for beta-emitter), it is possible to measure the associated activity and to subtract this background from the two-electron spectra.

The 400 cm³ p-type HPGe detectors used for NEMO 3 source foils' measurements have a poor sensitivity for the ^{234m}Pa γ -line at 1001 keV, which has a very low intensity (0.84%) associated to a relatively low efficiency of the germanium detector for this energy value (see Fig. 3.93). Thus only ^{234m}Pa contaminations with a big activity could be directly measured with these detectors. Due to the shape of the efficiency curve presented in Fig. 3.93, these detectors also have a poor sensitivity for γ -ray energies below 100 keV. This implies a poor sensitivity to measure the precursor of the ²³⁸U decay chain (using ²³⁴Th characterized by 63 keV γ -line and the 93 keV doublet) and the end of the same serie (²¹⁰Pb characterized by a 46 keV line). Nevertheless, the first NEMO 3 results have shown that measurements of these isotopes are quite important, because ²³⁸U play a large role in the neutron backgrounds, and ²¹⁰Pb plays a large role in the radon (and surfaces) contaminations. Note that both ²³⁸U and ²³²Th isotopes are sources of neutrons, which could provide external backgrounds for NEMO 3. First by spontaneous fission of ²³⁸U (even if spontaneous neutron emission by ²³⁸U is so sparse that ordinary detectors will not pick it up) and second because alpha decays of ²³⁸U and ²³²Th can provide neutrons through (α, n) reactions.

For the future, it will be very important to measure low energy γ -ray lines. It could be done with the use of low background large planar HPGe detectors⁶¹, with a diameter of around 10 cm and a thickness of around 2 cm, which have a very good sensitivity at low energy associated with very good energy resolution (~ 0.6 keV at 122 keV). These planar detectors will be coupled with classical 1,000 cm³ crystal volume HPGe detectors, which will allow measuring higher energy γ -rays for big quantities of source samples.

⁶¹Planar detectors with such performances are relatively new detectors

| Source | ¹⁰⁰ Mo not pure batch 1 | ¹⁰⁰ Mo pure batch 1 | ¹⁰⁰ Mo pure batch 2 | ¹⁰⁰ Mo pure batch 3-1 | ¹⁰⁰ Mo pure batch 3-2 | ¹⁰⁰ Mo pure batch 4 |
|-------------------------|--|--------------------------------------|--------------------------------------|--|--|--------------------------------------|
| Activity (mBq/kg) | | | | | | |
| Mo weight(g) | 683 | 642.6 | 1250 | 1110 | 1005 | 1353 |
| Ge exposure (h) | 736 | 610.8 | 723 | 561 | 339 | 571 |
| Detector | Iris | Iris | Jasmin | Jasmin | Jasmin | Jasmin |
| ⁴⁰ K | 140 ± 10 | < 6.6 | < 3 | < 3 | < 5 | < 3 |
| ⁶⁰ Co | | 1.0 ± 0.2 | < 0.1 | < 0.13 | < 0.3 | < 0.3 |
| ²³⁵ U | 83 ± 7 | 1.0 ± 0.3 | 0.7 ± 0.2 | 0.3 ± 0.2 | < 0.5 | < 0.25 |
| ²³⁸ U chain | | | | | | |
| ²³⁴ Th | 270 ± 30 | < 17 | < 8 | < 10 | < 17 | < 8 |
| ^{234m} Pa | 280 ± 50 | | | | | |
| ²¹⁴ Pb,Bi | 4.0 ± 0.7 | < 0.3 | < 0.2 | < 0.3 | < 0.3 | 1.0 ± 0.3 |
| ²³² Th chain | | | | | | |
| ²²⁸ Ac | 2.3 ± 0.8 | < 1 | < 0.3 | < 0.7 | < 0.7 | < 0.8 |
| ²¹² Pb | 3.2 ± 0.8 | < 1 | < 0.2 | < 0.2 | < 0.3 | < 0.2 |
| ²⁰⁸ Tl | 1.3 ± 0.3 | < 0.17 | < 0.05 | < 0.08 | < 0.13 | < 0.12 |

TAB. 3.38 – Radioactivity measurements (mBq/kg) of the enriched Mo composite powder, after chemical purification at INL, for all batch productions. For batch 1, there is a comparison before and after purification. Error bars are the same as those in Table 3.37.

3.2.9.4 Radioactivity measurements for the other components of NEMO 3

As explained in Section 3.2.3.3, the Hamamatsu company was chosen to produce the low background PMTs (see Table 3.41), with very low contamination in all the components (glass, insulator, ceramics, etc). In NEMO 3 the total mass of the PMTs is 239.2 kg for the 3” tubes and 346.5 kg for the 5” tubes, which yield the total activities presented in Table 3.42.

In Table 3.43 the measurements for all selected components of a 5” PMT are summarized. The two last lines of this table provide a comparison between the activity of the selected calorimeter materials and the total activity of the PMTs, the first one being at most of the same order as the PMTs. Radioactivity measurements for the NEMO 3 scintillators are recalled in Table 3.44.

After selection of the PMTs, the other materials (except shields) were chosen if their total activities in ⁴⁰K, ²¹⁴Bi and ²⁰⁸Tl were at most one tenth of the total activities for the PMTs. It was not always possible to satisfy this criterion for all three contaminants simultaneously. If ⁴⁰K exceeds the threshold, the material may have been accepted but not for ²¹⁴Bi and ²⁰⁸Tl which produce background events in the $Q_{\beta\beta}$ region.

Finally, to conclude the NEMO 3 radiopurity report, a summary of the radioactivity measurements is given in Table 3.45 for the majority of the components of the detector.

| Source | ¹⁰⁰ Mo (1) | ¹⁰⁰ Mo (2) | ¹⁰⁰ Mo (3) | ¹⁰⁰ Mo (4) | ¹⁰⁰ Mo (5) | ¹⁰⁰ Mo (6) |
|-------------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| foils | 7/10 | 7/11 | 7/7 | 7/7 | 7/7 | 7/7 |
| Activity (mBq/kg) | | | | | | |
| ¹⁰⁰ Mo mass (g) | 733 | 732 | 745 | 735 | 761 | 721 |
| Exposure (days) | 26 | 29 | 20 | 27 | 13 | 23 |
| ⁴⁰ K | < 6 | < 5 | < 7 | < 6 | < 7 | 13 ± 5 |
| ²³⁵ U | < 0.4 | < 0.3 | < 0.3 | < 0.3 | < 0.5 | < 0.5 |
| ¹³⁷ Cs | < 0.3 | < 0.3 | < 0.3 | < 0.3 | < 0.3 | 1.2 ± 0.3 |
| ⁶⁰ Co | < 1 | < 0.1 | < 0.1 | < 0.1 | < 0.1 | < 0.1 |
| ²³⁸ U decay chain | | | | | | |
| ²³⁴ Th | < 13 | < 10 | < 23 | < 15 | < 17 | < 13 |
| ²¹⁴ Pb,Bi | < 0.41 | < 0.36 | < 0.38 | < 0.34 | < 0.52 | < 0.34 |
| ²³² Th decay chain | | | | | | |
| ²²⁸ Ac | < 0.8 | < 0.5 | < 0.9 | < 0.3 | < 0.7 | < 0.5 |
| ²¹² Pb | < 0.5 | < 0.5 | < 0.7 | < 0.3 | < 0.5 | < 0.3 |
| ²⁰⁸ Tl | < 0.18 | < 0.18 | < 0.29 | < 0.10 | < 0.34 | < 0.12 |

TAB. 3.39 – Radioactivity measurements (mBq/kg) of the enriched Mo composite strips, after chemical purification and strips production from powder. Error bars are the same as those in Table 3.37.

| Source sample Activity (mBq/kg) | Meas. mass (g) | Exp. (h) | ^{40}K | ^{235}U | ^{238}U chain | | ^{232}Th chain | |
|---|----------------------|-------------|------------------|-------------------|------------------------|--|-------------------------|-------------------|
| | | | | | ^{234}Th | ^{214}Pb ^{214}Bi | ^{228}Ac | ^{208}Tl |
| ^{100}Mo (M) 2479 g | 733 | 840 | < 5 | 1.5 ± 0.3 | < 15 | < 0.39 | < 0.5 | < 0.11 |
| ^{100}Mo (C) 4435 g | 735 | 648 | < 6 | < 0.3 | < 15 | < 0.34 | < 0.3 | < 0.10 |
| ^{82}Se (C) 932 g | 800 | 628 | 55 ± 5 | 20.0 ± 0.7 | < 18 | 1.2 ± 0.5 | < 1 | 0.4 ± 0.1 |
| $^{130}\text{TeO}_2$ (C) 454 g of ^{130}Te | 633 | 666 | < 8 | < 0.5 | < 20 | < 0.67 | 1.7 ± 0.7 | < 0.46 |
| ^{116}Cd (M) + mylar Cd(I) 405 g of ^{116}Cd Cd(II) | 299 257 | 368 778 | < 20 < 13 | < 1 < 0.5 | < 56 < 12 | < 1.7 < 1.5 | < 4 < 2 | < 0.83 < 0.51 |
| $^{150}\text{Nd}_2\text{O}_3$ (C) 37.0 g of ^{150}Nd | 58.2 | 458 | < 70 | < 1 | < 66 | < 3.0 | 20 ± 7 | 10 ± 2 |
| $^{96}\text{ZrO}_2$ ITEP (C) 4.1 g of ^{96}Zr | 13.7 | 624 | < 217 | < 7 | < 222 | < 16 | < 23 | < 10 |
| $^{96}\text{ZrO}_2$ INR (C) 5.3 g of ^{96}Zr | 16.6 | 456 | 583 ± 167 | < 10 | < 211 | < 14 | < 27 | < 5.5 |
| $^{48}\text{CaF}_2$ (C) 6.99 g of ^{48}Ca | 24.56 | 1590 | < 50 | < 2 | < 15 | < 4 | < 6 | < 2 |
| $^{nat}\text{TeO}_2$ (C) 166 g of ^{130}Te | 620 | 700 | 8 ± 3 | < 0.3 | < 17 | < 0.17 | < 0.9 | < 0.090 |
| Cu (M) 621 g | 1656 | 853 | < 8 | < 0.2 | < 5 | < 0.12 | < 0.4 | < 0.040 |

TAB. 3.40 – Radioactivity measurements for the NEMO 3 source foils (in mBq/kg). The total enriched mass of each isotope is given in bold characters. Error bars are the same as those in Table 3.37. Only the lower limits obtained for ^{100}Mo are presented, for both metallic and composite strips. In the case of $^{48}\text{CaF}_2$ the results are for the powder. Also europium contamination was measured, with $A(^{152}\text{Eu}) = 30 \pm 5$ mBq/kg (only limits were found for ^{137}Cs and ^{60}Co contaminants in calcium strips). For Nd_2O_3 sample, other contaminant measurements were obtained, which are $A(^{212}\text{Pb}) = 30 \pm 5$ mBq/kg, $A(^{152}\text{Eu}) = 40 \pm 5$ mBq/kg and $A(^{207}\text{Bi}) = 130 \pm 5$ mBq/kg (only limits were found for ^{137}Cs and ^{60}Co contaminants in neodymium strips).

| Activity in Bq/PMT | ^{40}K | ^{214}Bi | ^{208}Tl |
|-----------------------------|-----------------|-------------------|-------------------|
| 3" PMT R6091 (230 g/PMT) | 0.34 | 0.083 | $5 \cdot 10^{-3}$ |
| 5" PMT R6594 (385 g/PMT) | 0.53 | 0.24 | 0.014 |

TAB. 3.41 – Radioactivity measurements (in Bq/PMT) for NEMO 3 Hamamatsu photomultipliers.

| Total activity in Bq | ^{40}K | ^{214}Bi | ^{208}Tl |
|----------------------|-----------------|-------------------|-------------------|
| 3" PMTs | 354 | 86 | 5.2 |
| 5" PMTs | 477 | 216 | 12.6 |
| Σ PMTs | 831 | 302 | 17.8 |

TAB. 3.42 – Total radioactivity, in Bq, for all NEMO 3 photomultipliers.

| Sample | Weight (kg) | ^{40}K (mBq/kg) | ^{214}Bi (mBq/kg) | ^{208}Tl (mBq/kg) |
|---|--------------------|-----------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| Magnetic shield (1.5 mm thick) | 1.385 | < 20 | < 2 | < 2 |
| PMMA (light guide + interface) | 1.500 | < 50 | < 5 | < 3 |
| Iron ring for light guide | 0.555 | < 35 | < 3 | < 3 |
| Light-tightness sleeve | 0.191 | < 80 | < 17 | < 12 |
| PMT-Guide glue RTV 615 | 0.072 | 380 ± 100 | < 40 | < 7 |
| Light-protection glue for PMT RTV 106 | 0.025 | 250 ± 70 | < 20 | < 7 |
| Teflon ribbon (5 layers) | 0.023 | < 170 | < 20 | < 5 |
| Guide-Iron ring glue Epotek 310 | 0.017 | < 110 | < 15 | < 3 |
| Isolated circuit FR2 for PMT divider | 0.0105 | 320 ± 100 | 57 ± 8 | 10 ± 3 |
| Light-protection glue RTV 116 | 0.006 | < 830 | < 45 | < 4 |
| Scintillator-Guide glue BC 600 | 0.004 | < 235 | < 42 | < 7 |
| Aluminized mylar | 0.004 | < 700 | < 35 | < 20 |
| White RTV 160 | 0.003 | 370 ± 130 | 35 ± 10 | < 4 |
| Capacitor 3.3 nF - 2 kV (1 piece) | 0.003 | < 230 | < 17 | 48 ± 5 |
| Capacitor 22 nF - 250 V (4 pieces) | 0.002 | < 1300 | < 80 | < 55 |
| "Radial" solder Sn(63%) Pb(37%) | 0.002 | < 400 | < 50 | < 30 |
| CMS resistors (23 pieces) | $21 \cdot 10^{-5}$ | < 9200 | 1400 ± 500 | < 600 |
| Total activity of these components in Bq/PMT | | < 0.25 | < 0.028 | < 0.016 |
| Total activity for one Hamamatsu 5" PMT in Bq/PMT | | 0.53 | 0.24 | 0.014 |

TAB. 3.43 – Radioactivity measurements for 5" PMT components (in mBq/kg). Total radioactivity of these components is compared to the radioactivity of one PMT (in Bq/PMT).

| Activity | ^{40}K | ^{214}Bi | ^{208}Tl |
|--|---------------------|-------------------|----------------------------|
| Dubna scintillators | (17 ± 2) mBq/kg | < 0.1 mBq/kg | $< 5 \cdot 10^{-2}$ mBq/kg |
| Kharkov scintillators | < 10 mBq/kg | < 0.7 mBq/kg | < 0.3 mBq/kg |
| 5.4 tons of Dubna scintillators (Bq) | 92 ± 11 | < 0.5 | < 0.3 |
| 1 ton of Kiev/Kharkov scintillators (Bq) | < 10 | < 0.7 | < 0.3 |
| Compare to Σ PMT (Bq) | 831 | 302 | 17.8 |

TAB. 3.44 – Scintillator radioactivity measurements (in mBq/kg) and for the whole detector (in Bq).

| Components of NEMO 3 | Weight in kg | Total radioactivity (Bq) | | | |
|----------------------------------|-----------------|--------------------------|-------------------|---------------------|------------------|
| | | ^{40}K | ^{214}Bi | ^{208}Tl | ^{60}Co |
| Photomultiplier Tubes | 600 | 831 | 302 | 17.8 | not measured |
| Scintillator blocks | 6400 | < 102 | < 1.2 | < 0.6 | < 3 |
| Copper | 25000 | < 125 | < 25 | < 10 | < 6 |
| Iron petals | 10000 | < 50 | < 6 | < 8 | 17 ± 4 |
| μ -metal PMT shield | 2000 | < 40 | < 4 | < 4 | < 4 |
| Tracking detector wires | 1.7 | $< 8 \cdot 10^{-3}$ | $< 10^{-3}$ | $< 6 \cdot 10^{-4}$ | $< 10^{-2}$ |
| Iron shield | 180000 | < 3000 | < 400 | < 300 | < 600 |

TAB. 3.45 – Total radioactivity for the components. The PMT activities are lower than the design specification. Moreover, with the exception of the iron shield, all activities are clearly lower than the PMT's. Note that new measurements of ^{214}Bi activity were realized for tracking detector wires, in order to understand the residual radon value inside the NEMO 3 detector. Only limits were obtained once again corresponding to a total activity of 1.2 mBq which is in very good agreement with the limit of 1 mBq as put in this Table.

3.3 Performance of the detector

Up to now there were three phases of data acquisition with the NEMO 3 detector. The first one, up to December 2002, which was the commissioning period, was used to study the performance of the detector and results are presented in Ref. [66]. Second period, between February 2003 and September 2004, allowed data collections to improve calibrations, to study $\beta\beta 2\nu$ decays of all the isotopes housed in the detector, and to provide the best actual limits on $\beta\beta 0\nu$ modes for both ^{100}Mo and ^{82}Se isotopes. Technical performance presented in this report is based mainly on data from this second period.

Data analyses during these two periods showed that the main background came from radon contaminations. Thus the collaboration decided to design and build a radon purification facility (as explained in Section 3.4.2). Data collections and results for the third period, which began in October 2004, are not described in the report, except to show, also in Section 3.4.2, that the NEMO 3 detector is now nearly free of radon.

3.3.1 Monte-Carlo simulations

3.3.1.1 The simulation program

The NEMO 3 simulation program [88] has been developed in the framework of GEANT 3 [89], with the EUCLID industrial software and the EUCLID-GEANT interface [90]. The description of the NEMO 3 device (geometric information, description of more than 60 materials and tracking media) is given with 20 identical sectors, except for the source foils which are placed in their exact positions inside the detector. The code consists in a description of the geometry of the experimental setup; the generation of the initial kinematics of the event; the transport of particles through the various regions of the setup; the recording of tracks produced by particles hitting sensitive detectors and the description of the response of these detectors; the visualization of the detectors. Simulation events are used to test the reconstruction and analysis programs, as well as to study the acceptance of the detector to background and rare process.

The event generator of the program, called *GENBB*, provides the possibility of generating different double beta decays (0ν , 2ν , Majorons). Also internal and external background events due to decay of radioactive nuclei may be generated. This event generator also generates the kinematics of special events, such as Compton scattering of external γ -rays or Møller scattering of external electrons, thereby speeding up the computations compared to the simulated events with GEANT.

3.3.1.2 Neutron simulations and shields' effectiveness

Important work has been done for the simulation of neutron interactions using the GEANT/MICAP code [91]. This code tracks neutrons from 20 MeV to 10^{-5} eV. It also takes into account γ -ray emission from (n,γ) captures and $(n,n'\gamma)$ scatterings. Using the results of several tests done with a Germanium detector and the NEMO 2 detector [83], the γ -ray generation subroutines were improved by including additional spectroscopic information related to nuclei. Also a new library, GAMLIB, was developed taking into account branching ratios down to as low as 0.1%. This library takes into account the possibility of emission of conversion electrons, which is particularly important for neutron captures with the large internal conversion coefficients observed in many nuclei. A comparison between the simulation and the data with a Am-Be neutron source, with a flux of 220,000 neutrons per second, using the magnetic field and no shield, is presented in

Fig. 3.95 and shows the excellent agreement for high energy one crossing electron events e_{cross} (with $E_e > 3.2$ MeV) [92].

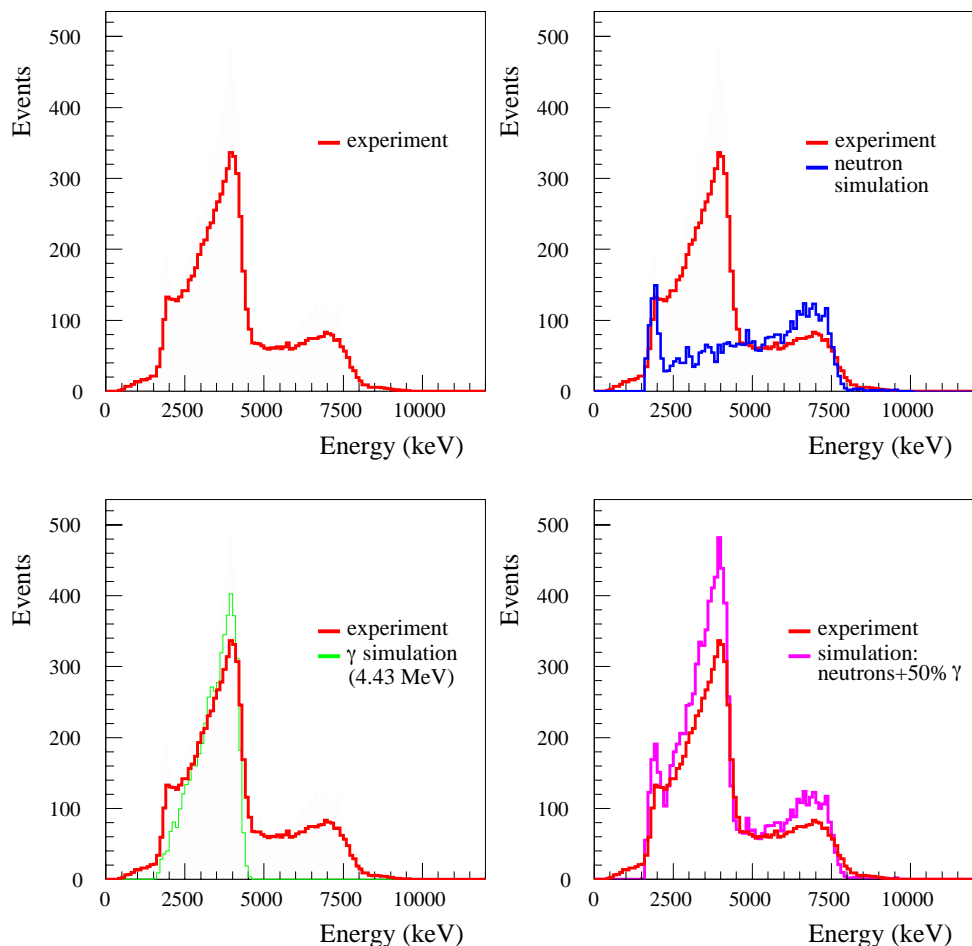


FIG. 3.95 – Comparison between simulation and experimental data with a magnetic field and no shield, for one-crossing-electron events (with and without γ -rays) obtained with a neutron Am-Be source. The spectra are normalized to 8 minutes. Left, top : experimental spectrum ; Right, top : superposition of experimental and simulated spectra, where the simulation corresponds to neutron events from Am-Be source ; Left, bottom : superposition of experimental and simulated spectra, where the simulation corresponds to 4.43 MeV γ -ray events emitted by ^{12}C from Am-Be source ; Right, bottom : superposition of experimental and simulated spectra, where the simulation corresponds to both neutron and γ -ray events from Am-Be source, assuming a neutron flux two times greater than the γ -ray flux (this factor is not well known but the chosen value of two reproduces the data).

In Table 3.46, the experimental number of ($e_{cross}N\gamma$) events (with $N \geq 0$) observed per hour without a shield is compared to the expected number of events from simulations. These simulations take into account the γ -ray flux in the laboratory as well as thermal, epithermal

and fast neutron fluxes, for which the respective proportions are given in this table. It was assumed that the epithermal neutron flux was equal to the thermal one. The resulting number of (2.19 ± 0.17) observed events is compared to (2.05 ± 0.25) simulated events per hour. The agreement is still very good with the γ -ray shield, which provides an attenuation factor of 3.2 ± 0.4 with a 1200 rejection factor for γ -rays and a 100 one for thermal neutrons. The number of associated two-electron background events due to the neutron flux, with the γ -ray shield, is 13.6 ± 4.4 for the summed electron energies greater than 2.75 MeV [92].

| Type of events | Simulated flux ($\times 10^{-6} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) | $e_{cross}N\gamma$ events in 1 h ($N \geq 0$) ($E_e > 3.2 \text{ MeV}$) without shield | Attenuation factor with γ shield |
|---|---|---|---|
| γ -rays from laboratory | 3.2 ± 0.9 | 0.20 ± 0.05 | 1176 |
| Thermal neutrons ($E \leq 0.1 \text{ eV}$) | 1.6 ± 0.1 | 0.50 ± 0.05 | 98 |
| Epithermal neutrons ($0.1 \text{ eV} < E < 1 \text{ MeV}$) | 1.6 ± 0.1 | 0.8 ± 0.2 | 3.2 |
| Fast neutrons ($E \geq 1 \text{ MeV}$) | 4 ± 1 | 0.55 ± 0.15 | 1.1 |
| Simulation total | | 2.05 ± 0.25 | 2.7 |
| Experiment total | | 2.19 ± 0.17 | 3.2 |

TAB. 3.46 – Comparison between simulated data and experimental data that studies the neutron contamination, without shield (3rd column) and with the γ -ray shield (4th column).

Recollect that the experiment requires that there be no external background.

A new study was realized after addition of the neutron shield, comparing events from runs with the Am-Be source corresponding to three different periods [93]. The first one was in July 2002 without neutron shield (with only the γ -ray shield). The second one was in February 2004, with the neutron shield composed of wood and tanks of water (no boron). And finally the third one was in March 2004, after putting boron inside the water tanks, with 50 kg in each tank, both with addition of water to the top of the tanks when needed.

For each of the three periods, the Am-Be source was put in two different positions, in the top of the detector or in the middle height near sectors 14-15, in order to compare the top and side shields' effectiveness (one with only wood and the second with water tanks and wood).

Analyses from each neutron run consisted to search for one crossing electrons (OCE) as external events and two-electrons or e^+e^- pair creation as internal events.

Fig. 3.96 shows the comparison between the energy sum spectra for OCE events, normalized to 1800 s, for the three periods of runs with neutron source, as defined above. The top figure corresponds to data collections with the neutron Am-Be source placed in the top position and the bottom figure to runs with the neutron source in side position. Comparing the top and bottom figures show that the neutron shield is much more efficient on sides than on the top. The same runs were used to also study internal events (e^-e^- and e^+e^-). All the results are summarized in Table 3.47, which present the number of measured events normalized to 1800 s, for both the source in top and side positions and for the three different periods. It can be concluded that without neutron shield, there were around two times more OCE events with energy greater than 2.7 MeV for runs with the neutron source placed on the top position than for runs with the source

on the side (1350 events on the top compare to 725 events on the side), when with the complete neutron shield, there are around 12 times more OCE events (486 for runs with source on the top compare to 39 events with source on the side). These results also confirmed that the neutron shield is more efficient on sides than on the top. This Table 3.47 also shows that the effect of boron and more water addition in the tanks when needed (third period) is the same for side and top shields and produces an attenuation factor of around 1.5 more. Finally, concerning the attenuation factor with this complete neutron shield, one has to distinguish top shield with only wood, which provides an attenuation factor of ~ 5 for internal events and ~ 3 for OCE events, from the side shield with wood and tanks full of water and boron, which gives an attenuation factor of ~ 30 for internal events and ~ 18 for OCE events. Note that the expected attenuation factor of ~ 70 coming from Monte-Carlo simulations [92] is not achieved, which can be explained by two facts. The first one is that the mean neutron energy is not the same for Am-Be source (~ 5 MeV) than for the LSM neutron background (~ 3 MeV). Fortunately, new Monte-Carlo simulations showed that the neutron shield is less efficient with high energy neutrons. Thus, one can expect a better attenuation factor for neutrons from the LSM than for neutrons for Am-Be source. Second, real data are well reproduced by these new Monte-Carlo simulations for side shield, which is mainly composed of tanks full of water and boron, but the agreement is not good for top shield, which is only composed of wood. Thus the wood is not well reproduced by simulations (wood composition has possibly changed). Due to this problem it could be possible that the wood thickness, which was chosen to completely remove neutron backgrounds, had been underestimated. New simulations are needed to adjust wood composition [93].

| Am-Be source | in TOP position | | | in SIDE position | | |
|-------------------|-------------------|-----------------|---|-------------------|-----------------|---|
| | No neutron shield | Neutron shield | Neutron shield + full water tanks + boron | No neutron shield | Neutron shield | Neutron shield + full water tanks + boron |
| Internal e^-e^- | 4.9 ± 1.6 | 1.5 ± 0.3 | 0.9 ± 0.2 | 0.0 | 0.08 ± 0.05 | 0.06 ± 0.04 |
| Internal e^+e^- | 12.0 ± 2.6 | 5.5 ± 0.6 | 4.0 ± 0.4 | 7.4 ± 2.0 | 0.54 ± 0.14 | 0.25 ± 0.09 |
| External OCE | 1349 ± 27 | 784.9 ± 7.7 | 486.6 ± 4.4 | 725.4 ± 19.6 | 50.0 ± 1.4 | 39.1 ± 1.1 |

TAB. 3.47 – Number of measured events with summed energy greater than 2.7 MeV and normalized to 1800 s, for both the Am-Be neutron source in top and side positions and for the three different shield periods. Comparison between top and side shield is done for e^-e^- and e^+e^- internal events as for OCE external events. See text for details [93].

Neutron external background contribution was also studied by another analysis of OCE events produced from Am-Be neutron source run. When 1,000 OCE events with energy greater than 4 MeV were produced, this analysis showed that 5 $\beta\beta$ -like events were produced in ^{100}Mo foils in the $\beta\beta 0\nu$ energy window [2.8 - 3.2] MeV. In 270 days of $\beta\beta$ data collection, 47 OCE events with energy greater than 4 MeV have been found in the ^{100}Mo data. Thus, the number of expected events in the $\beta\beta 0\nu$ window due to neutron external backgrounds is 0.235, which correspond to a

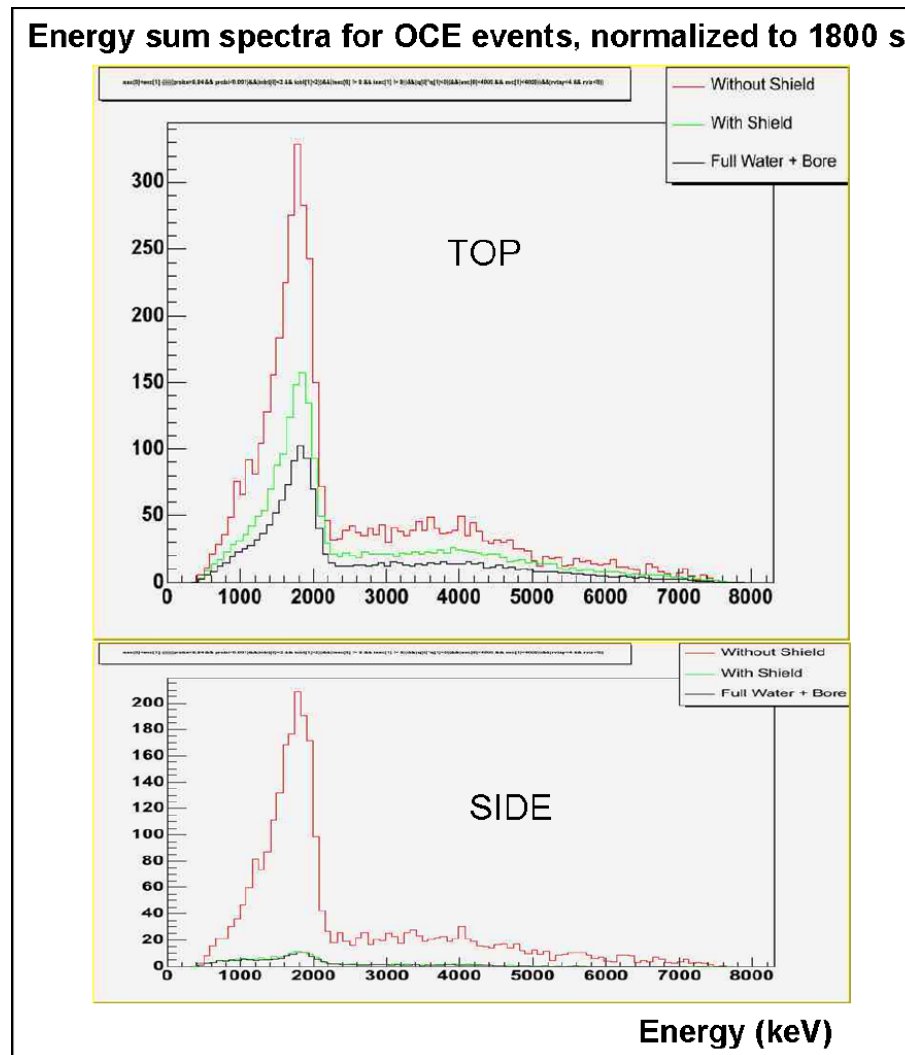


FIG. 3.96 – Comparison between the energy sum spectra for OCE events, normalized to 1800 s, for the three different periods as defined in the text. The top figure corresponds to data collections with the neutron Am-Be source in top position, and the bottom figure to runs with the neutron source in side position. Comparing the top and bottom figures show that the neutron shield is much more efficient on sides than on the top. See text for more details [93].

neutron background value of $0.05 \text{ counts.kg}^{-1}.\text{yr}^{-1}$, which is negligible [94]. Precision could be improved by analysis of longer runs with neutron source.

3.3.2 Trigger and data acquisition

3.3.2.1 Acquisition and data file building

Data transfer is achieved via a dedicated Ethernet. The EVB (400 MHz, with a Powerful Ethernet controller) sends data event by event to a PC running Linux. In the transfer, Linux processes the data by decoding it and re-organizing it into Random Access ZEBRA files. The

initial format of *Cascade* events uses a 12-byte header, followed by calorimeter and Geiger cell information with variable lengths (two bytes per triggered PMT and three bytes per fired cell), and finally a 3-byte trailer. The final format is an “ntuple” format for data analysis. The ntuple building is done on the local acquisition disc and the Zebra file is written every 5000 events with an hrount procedure.

An example of the ntuple variables obtained after first data processing is given in Fig. 3.97 and Fig. 3.98 respectively (see captions). This pre-analysis allows to obtain particles’ energy and time in each event using calibration factors, as well as beta and alpha particle’s tracking informations using cell parameters.

3.3.2.2 The $\beta\beta$ acquisition

- **The $\beta\beta$ trigger configuration**

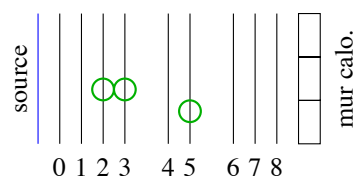
The $\beta\beta$ trigger is the usual one for double beta studies. During the $\beta\beta$ runs, the trigger configuration $TRN=25$ uses only the two first levels (see Section 3.2.5.3 for the description of the different trigger levels), which enables the readout of events with at least one electron or electron-gamma event. The associated counting rate was (7.4 ± 0.1) Hz with radon contamination inside the detector, and is now around 5.7 Hz, as explained in Section 3.4.

Trigger $TRN=25$, which is used for $\beta\beta$ runs, is defined as below :

- Mode : **PMT+GG**
- Level 1 (PMT multiplicity) : at least one triggered PMT with energy deposited greater than 150 keV,
- Level 2 (track recognition pattern) :
 - Step 1 defines two types of tracks in each half-sector :

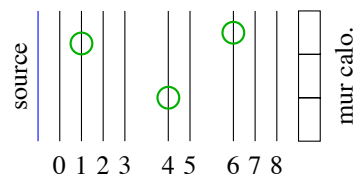
- **FULL** :
 - long track between the source foil and the calorimeter wall in one half-sector :
 - activation of Geiger cells in at least three of the nine layers,
 - with at least two fired cells in neighbouring layers (using at least two out of the four layers near the source foil 0 to 3, the two intermediate layers 4-5, or at least two out of the three layers near the calorimeter wall 6 to 8),

Example :



- **VOID** :
 - no identifiable track (complementary part of the **FULL** type).

Example :



- Step 2 validates any identifiable long track in one half-sector.
 - **T2** : validation of any event with at least one **FULL** pattern.
 - **PT2** : not used in this configuration (no required coincidence),
 - **VOID** : no identifiable track (complementary part of **T2**).

- Level 3 is validated as soon as Level 2 is (no GG/GG or GG/PMT required coincidence).

The $\beta\beta$ trigger efficiency [95] was estimated by applying trigger criteria to simulated signal and background events with at least one fired Geiger plane and at least one active PMT. The trigger efficiency check was made with $\beta\beta 0\nu$ or $\beta\beta 2\nu$ events from the ^{100}Mo source foils, ^{214}Bi and ^{208}Tl background events from the ^{100}Mo source foils, and ^{214}Bi decays in the gas. The number of generated events for each type was 10000. The results are summarized in Table 3.48, for events with at least one PMT or two PMTs. The proportion of accepted simulated events are given in the first and third columns for at least one and two PMT(s) respectively. The lost events are mainly due to geometrical cuts. The proportion of accepted events after applying the trigger criteria are given in the second and fourth columns. It represents the trigger efficiency (the error bars are statistical uncertainties). The efficiency relative to the number of events with exactly two fired PMTs is the number between squared brackets in the last column. This study shows that trigger criteria do not provide additional cuts and allows one to keep data for further analysis of all interesting events. The trigger efficiency relative to the number of events with exactly two fired PMTs (criterion for $\beta\beta$ analysis) are 100% for $\beta\beta$ events (both 0ν and 2ν), 96.7% and 94% for ^{214}Bi and ^{208}Tl in the sources and 74.5% for ^{214}Bi in the gas.

| Type of events | Percentage of events with at least one PMT (simulation output) | Associated trigger efficiency (%) | Percentage of events with at least two PMTs (simulation output) | Associated trigger efficiency (%) [see caption] |
|------------------------------------|--|-----------------------------------|---|---|
| $\beta\beta 0\nu$ (in Mo foils) | 96.1 | 96.1 ± 1.0 | 56.8 | 56.8 ± 0.7 [100] |
| $\beta\beta 2\nu$ (in Mo foils) | 73.6 | 73.0 ± 0.9 | 22.7 | 22.7 ± 0.5 [100] |
| ^{208}Tl (in Mo foils) | 65.7 | 63.5 ± 0.8 | 16.9 | 16.3 ± 0.4 [96.7] |
| ^{214}Bi (in Mo foils) | 58.7 | 56.0 ± 0.8 | 13.8 | 12.9 ± 0.4 [94.0] |
| ^{214}Bi (in gas) | 79.4 | 60.0 ± 0.8 | 20.7 | 15.4 ± 0.4 [74.5] |

TAB. 3.48 – Results of simulations giving trigger efficiencies relative to the number of events coming from $\beta\beta 0\nu$, $\beta\beta 2\nu$, ^{208}Tl and ^{214}Bi impurities from Molybdenum source foils and finally ^{214}Bi impurities from gas. The number of generated events for each case is 10000.

In the usual trigger conditions of $\beta\beta$ runs ($TRN=25$), dead time is due both to the $710 \mu\text{s}$ delay devoted to the search for alpha particles and to the Geiger readout dead time, which is at least $587.5 \mu\text{s}$ for three triggered Geiger cells. For each event the Geiger processor reads the 160 Geiger acquisition cards' status bits and five counters for each fired cell. This is accomplished through a VICbus single read cycle which needs $2.5 \mu\text{s}$. Finally the interrupt handling and Cascade overhead take around $150 \mu\text{s}$.

$$160 \times 2.5 + 16 \times 5 \times 2.5 + 150 \sim 750 \mu\text{s}$$

Thus a $\beta\beta$ event with two triggered PMTs and an average of 16 triggered Geiger cells has a 1.1% dead time of 1.5 ms (710+750 μ s).

• **Proportion of events in a $\beta\beta$ run**

The combination of a tracking volume, delayed tracking electronics, calorimeter and a magnetic field allows NEMO 3 to identify electrons, positrons, γ -rays and α -particles. The characteristics of events with these particles are outlined below.

- electron (positron) : one e^- (e^+) is reconstructed as a track, defined by active Geiger cells in time, with negative (positive) curvature starting from the source foil, passing through the wire chamber and being detected by only one scintillator given that electrons and positrons have a low probability of emitting bremsstrahlung γ -rays, which could trigger neighboring scintillators.
- alpha particle from the source foil : an α -particle is reconstructed as at least one delayed Geiger cell near an electron or a positron vertex, or as a short straight track defined with delayed hits within 1.5 μ s of each other and passing through a fraction of the wire chamber.
- gamma : a γ -ray corresponds to one or two adjacent scintillators being triggered, without any associated track and without a single Geiger cell hit in front of the scintillator. If there are two active scintillators, they must have been simultaneously triggered, or equivalently their time differences must be lower than the sum of their temporal resolutions. Note that gamma energy measurements correspond to the energy deposited by electrons produced by Compton effect of γ -rays in the scintillator.

Fig. 3.99 and Fig. 3.100 show respectively a view and its zoom of a typical two electron event coming from a molybdenum source foil ($\beta\beta 2\nu$ process). In Figs. 3.101, 3.102, 3.103 and 3.104 one can see events characteristic of some contamination associated with the detector : $e^-\gamma\gamma$ event, e^+e^- pair production, $e^-\alpha$ event and finally an external source of background, which is a high energy crossing electron coming from a neutron capture in the detector. This type of events, which was used to establish reconstruction formulae for transverse and longitudinal positions in the tracking detector, can be distinguished from back-to-back electrons events emitted from the source by time-of-flight (TOF) measurements (see Section 3.3.4).

The proportion of different types of events in a $\beta\beta$ run is given in Table 3.49. Note that $\beta\beta$ -like events represent 0.15% of the registered events, which means one $\beta\beta$ -like event occurs every 1.5 minute.

3.3.2.3 Other acquisition types

With the same trigger configuration, one can have higher counting rates and lower dead times using acquisition processes without looking for delayed events. It is however impossible to remove the 710 μ s fixed delay, but the Geiger readout can begin with the calorimeter interrupt. In this case the busy Geiger and the busy calorimeter are superimposed and the overlap is reduced to about 200 μ s, which gives a dead time of ~ 1 ms.

It is possible to realize data collection with just the calorimeter (with a counting rate about 600 Hz) or just the tracking detector. In the second case, for acquisition with only the tracking detector, trigger is made using the same two configurations (**FULL** and **VOID**) to build a track in a half-sector than for trigger number $TRN=25$ ($\beta\beta$ runs), without the condition imposing at least three different triggered layers.

For laser runs, the counting rate is 250 Hz, with 10 Hz/PMT of that being the laser data, and the remainder coming from ^{207}Bi in the six reference counters.

| Type of event | Proportion (in %) |
|--|-------------------|
| $1e^-$, no γ -ray | 7.7 |
| $1e^-$, $N\gamma$ -rays, $N \geq 1$ | 2.0 |
| $1e^+$, no γ -ray | 1.4 |
| $1e^+$, $N\gamma$ -rays, $N \geq 1$ | 0.66 |
| e^+e^- pairs | 1.5 |
| One-crossing-electron | 1.1 |
| Two-electron events, no γ-ray | 0.15 |

TAB. 3.49 – The proportions of events which are used for $\beta\beta$ and background analyses (see Table 3.52 for the associated trigger), for which $1e^-$ or $1e^+$ events are reconstructed with a single track between the source foil and an associated PMT on one side of the detector (values correspond to the radon period as explained in Section 3.4). $\sim 90\%$ of the events do not pass the cuts because the trigger imposes very loose constraints so most of the events have only a few triggered cells which are not sufficient to reconstruct tracks or correspond to events reconstructed with more than one track on one side of the detector. These last events are due to electron backscattering at the scintillators or other mechanisms such as the magnetic field turning electrons back towards the source foil. Note that e^+e^- or e^-e^- events created in the source foils and one-crossing-electron events are reconstructed with two single tracks.

For energy calibration runs with 60 ^{207}Bi sources, with an acquisition rate of 240 Hz, acquisition is done using trigger number $TRN=21$, which is defined as below :

- Mode : **PMT+GG**
- Level 1 (PMT multiplicity) : at least one triggered PMT with energy deposited greater than 150 keV,
- Level 2 (track recognition pattern) :
 - Step 1 defines four types of tracks in each half-sector (see Table 3.50) :
 - **INNER** : short track near the source foil, with cells' activation of at least three out of the six layers near the foil,
 - **OUTER** : short track near the calorimeter wall, with cells' activation of at least three out of the five layers near the wall,
 - **FULL** : long track between the source foil and the calorimeter wall, with cells' activation of at least six out of the nine layers of the half-sector,
 - **VOID** : no identifiable track (this fourth type of tracks is the complementary part of the union of the three other types).
 - Step 2 validates any full track in one half-sector and short tracks in adjacent half-sectors.
 - **PT2** : the tracks is validate if either there is at least one **FULL** pattern or there is one **INNER** pattern adjacent to one **OUTER** pattern,
 - **T2** : not used in this configuration (because coincidence between pre-tracks and fired PMT in the same half-sector is required, see below),
 - **VOID** : no identifiable track (complementary part of **PT2**).
- Level 3 : required coincidence using **PT2** pre-tracks (GG internal/GG external or GG internal/PMT internal or GG external/PMT external).

| Label | Illustration | Multiplicity criterium | Description |
|--------------|--------------|------------------------|----------------------------------|
| INNER | | [3-6:0-5] - [3-5:4-8] | Short track near the source foil |
| OUTER | | [3-5:4-8] - [3-6:0-5] | Short track near the wall |
| FULL | | [7-9:0-8] | Long track in one half-sector |
| VOID | | complementary part | no identifiable track |

TAB. 3.50 – The four tracking pattern configurations used for the first step of track recognition for trigger number $TRN=21$.

Table 3.51 presents the rules used for track selection in adjacent half-sectors.

Other calibration runs use only calorimeter acquisition, with a special one developed for ^{90}Sr to determine the beta end-point. The acquisition of only the energy spectra is realized without ntuple building for the whole calorimeter, which permits very high counting rates (up to 30 kHz) with the smaller output files of 32 Mbytes. All of the 32 Mbytes of the calorimeter processor are used to construct histograms.

| $N \times N+1$ | VOID | INNER | OUTER | FULL |
|----------------|------|-------|-------|------|
| VOID | VOID | VOID | VOID | PT2 |
| INNER | VOID | VOID | PT2 | PT2 |
| OUTER | VOID | PT2 | VOID | PT2 |
| FULL | PT2 | PT2 | PT2 | PT2 |

TAB. 3.51 – Validation for the second step of track recognition for trigger number $TRN=21$. N and $N+1$ are respectively left and right half-sectors for any association between adjacent half-sectors.

Counting rates associated with different triggers and acquisition types are presented in Table 3.52.

| Type of run | Trigger conditions | Event type | Counting rate (Hz) |
|------------------|--|--|--------------------|
| $\beta\beta$ run | \geq (1 triggered PMT + 1 track) with $E_{PMT} > 150$ keV and at least 3 fired Geiger cells | (e), (e, e), (e, $N\gamma$), (e, e, $N\gamma$), with $N \geq 1$ | 7.0 to 7.5 |
| Calo run | \geq 1 triggered PMT with $E_{PMT} > 150$ keV | PMT singles | 580 |
| Geiger run | \geq 1 track | GG singles | 65 |
| | \geq (2 triggered PMTs + 1 track) with $E_{PMT_s} > 150$ keV and at least 3 fired Geiger cells | (e, e), (e, $N\gamma$), (e, e, $N\gamma$), with $N \geq 1$ | 1.15 |

TAB. 3.52 – Different counting rates for different types of trigger.

```

*****
* Ntuple ID = 99      Entries = 85943      Events
*****
* Var numb * Type * Packing *      Range      * Block * Name *
*****
*   1 * I*4 * * * * * * E_HEADER * IRNTU
*   2 * I*4 * * * * * * E_HEADER * IEVNTU
*   3 * U*4 * 25 * [19000000,20 * E_HEADER * IDATNTU
*   4 * U*4 * 28 * [0,235959999 * E_HEADER * ITIMNTU
*   1 * I*4 * * * [0,1950] * SCINT * NSCIN
*   2 * U*4 * 5 * [0,19] * SCINT * ISECS (NSCIN)
*   3 * U*4 * 2 * [0,3] * SCINT * IOBTS (NSCIN)
*   4 * U*4 * 2 * [0,3] * SCINT * IFCLLS (NSCIN)
*   5 * U*4 * 5 * [0,16] * SCINT * IBLKS (NSCIN)
*   6 * U*4 * 12 * [0,4095] * SCINT * IADCS (NSCIN)
*   7 * U*4 * 12 * [0,4095] * SCINT * ITDCS (NSCIN)
*   8 * U*4 * 1 * [0,1] * SCINT * IH7HS (NSCIN)
*   9 * I*4 * * * * * SCINT * ISCSTAT (NSCIN)
*  10 * R*4 * * * * * SCINT * ENES (NSCIN)
*  11 * R*4 * * * * * SCINT * TMS (NSCIN)
*  12 * R*4 * * * * * SCINT * SIGENES (NSCIN)
*  13 * R*4 * * * * * SCINT * SIGTIMS (NSCIN)
*   1 * I*4 * * * [0,2000] * GEIGER * NGGE
*   2 * U*4 * 5 * [0,19] * GEIGER * ISECG (NGGE)
*   3 * U*4 * 1 * [0,1] * GEIGER * IOG (NGGE)
*   4 * U*4 * 4 * [0,8] * GEIGER * IABCG (NGGE)
*   5 * U*4 * 5 * [0,22] * GEIGER * NCELLG (NGGE)
*   6 * U*4 * 12 * [0,4095] * GEIGER * IFASTDCG (NGGE)
*   7 * U*4 * 17 * [0,131071] * GEIGER * ISLOTDCG (NGGE)
*   8 * U*4 * 12 * [0,4095] * GEIGER * IT1BOTG (NGGE)
*   9 * U*4 * 12 * [0,4095] * GEIGER * IT2TOPG (NGGE)
*  10 * U*4 * 4 * [0,10] * GEIGER * IGGSTAT (NGGE)
*  11 * R*4 * * * * * GEIGER * ZG (NGGE)
*  12 * R*4 * * * * * GEIGER * RG (NGGE)
*  13 * R*4 * * * * * GEIGER * ERZG (NGGE)
*  14 * U*4 * 8 * [0,200] * GEIGER * ITR (NGGE)
*   1 * I*4 * * * [0,9] * TRACK * NTRA
*   2 * U*4 * 5 * [0,19] * TRACK * LSTART (NTRA)
*   3 * U*4 * 5 * [0,19] * TRACK * LEND (NTRA)
*   4 * U*4 * 4 * [0,9] * TRACK * NLAYER (NTRA)
*   5 * R*4 * * * * * TRACK * XVE (NTRA)
*   6 * R*4 * * * * * TRACK * YVE (NTRA)
*   7 * R*4 * * * * * TRACK * ZVE (NTRA)
*   8 * U*4 * 5 * [0,30] * TRACK * ISC (NTRA)
*   9 * R*4 * * * * * TRACK * XSCIE (NTRA)
*  10 * R*4 * * * * * TRACK * YSCIE (NTRA)
*  11 * R*4 * * * * * TRACK * ZSCIE (NTRA)
*  12 * R*4 * * * * * TRACK * ACIRC (NTRA)
*  13 * R*4 * * * * * TRACK * BCIRC (NTRA)
*  14 * R*4 * * * * * TRACK * RCIRC (NTRA)
*  15 * R*4 * * * * * TRACK * PROBCIRC (NTRA)
*  16 * R*4 * * * * * TRACK * ALINE (NTRA)
*  17 * R*4 * * * * * TRACK * BLINE (NTRA)
*  18 * R*4 * * * * * TRACK * TBEGIN (NTRA)
*  19 * R*4 * * * * * TRACK * PROBLINE (NTRA)
*  20 * R*4 * * * * * TRACK * TRLEN (NTRA)
    
```

FIG. 3.97 – Variables in ntuple for data analysis - First part. This ntuple file was obtained after pre-analysis to obtain particles' energy and time in each event, as well as beta and alpha particle's tracking informations. In this part are given the event-header and the variables associated to calorimeter (SCINT) and tracking detector (GEIGER for cells' informations and TRACK for beta-type tracks' informations).

```

*****
* Ntuple ID = 99      Entries = 85943      Events
*****
* Var numb * Type * Packing * Range * Block * Name *
*****
* 1 * I*4 * * * [0,9] * TRACKALP * NTRA_ALP
* 2 * U*4 * 5 * [0,19] * TRACKALP * LSTART_ALP (NTRA_ALP)
* 3 * U*4 * 5 * [0,19] * TRACKALP * LEND_ALP (NTRA_ALP)
* 4 * U*4 * 4 * [0,9] * TRACKALP * N_LAYER_ALP (NTRA_ALP)
* 5 * R*4 * * * * TRACKALP * XVE_ALP (NTRA_ALP)
* 6 * R*4 * * * * TRACKALP * YVE_ALP (NTRA_ALP)
* 7 * R*4 * * * * TRACKALP * ZVE_ALP (NTRA_ALP)
* 8 * R*4 * * * * TRACKALP * ACIRC_ALP (NTRA_ALP)
* 9 * R*4 * * * * TRACKALP * BCIRC_ALP (NTRA_ALP)
* 10 * R*4 * * * * TRACKALP * RCIRC_ALP (NTRA_ALP)
* 11 * R*4 * * * * TRACKALP * PROBCIRC_ALP (NTRA_ALP)
* 12 * R*4 * * * * TRACKALP * ALINE_ALP (NTRA_ALP)
* 13 * R*4 * * * * TRACKALP * BLINE_ALP (NTRA_ALP)
* 14 * R*4 * * * * TRACKALP * TBEGIN_ALP (NTRA_ALP)
* 15 * R*4 * * * * TRACKALP * PROBLINE_ALP (NTRA_ALP)
* 16 * R*4 * * * * TRACKALP * TRLEN_ALP (NTRA_ALP)
*****
* Block * Entries * Unpacked * Packed * Packing Factor *
*****
* E_HEADER * 85943 * 16 * 15 * 1.067 *
* SCINT * 85943 * 93604 * Var. * Variable *
* GEIGER * 85943 * 104004 * Var. * Variable *
* TRACK * 85943 * 688 * Var. * Variable *
* TRACKALP * 85943 * 544 * Var. * Variable *
* Total * --- * 198856 * Var. * Variable *
*****
* Blocks = 5      Variables = 67      Max. Columns = 49714 *
*****

```

FIG. 3.98 – Variables in ntuple for data analysis - Second part. This ntuple file was obtained after pre-analysis to obtain particles' energy and time in each event, as well as beta and alpha particle's tracking informations. In this second part are given alpha tracks' informations and the summary about event-header, scintillators, Geiger cells, beta and alpha tracks.

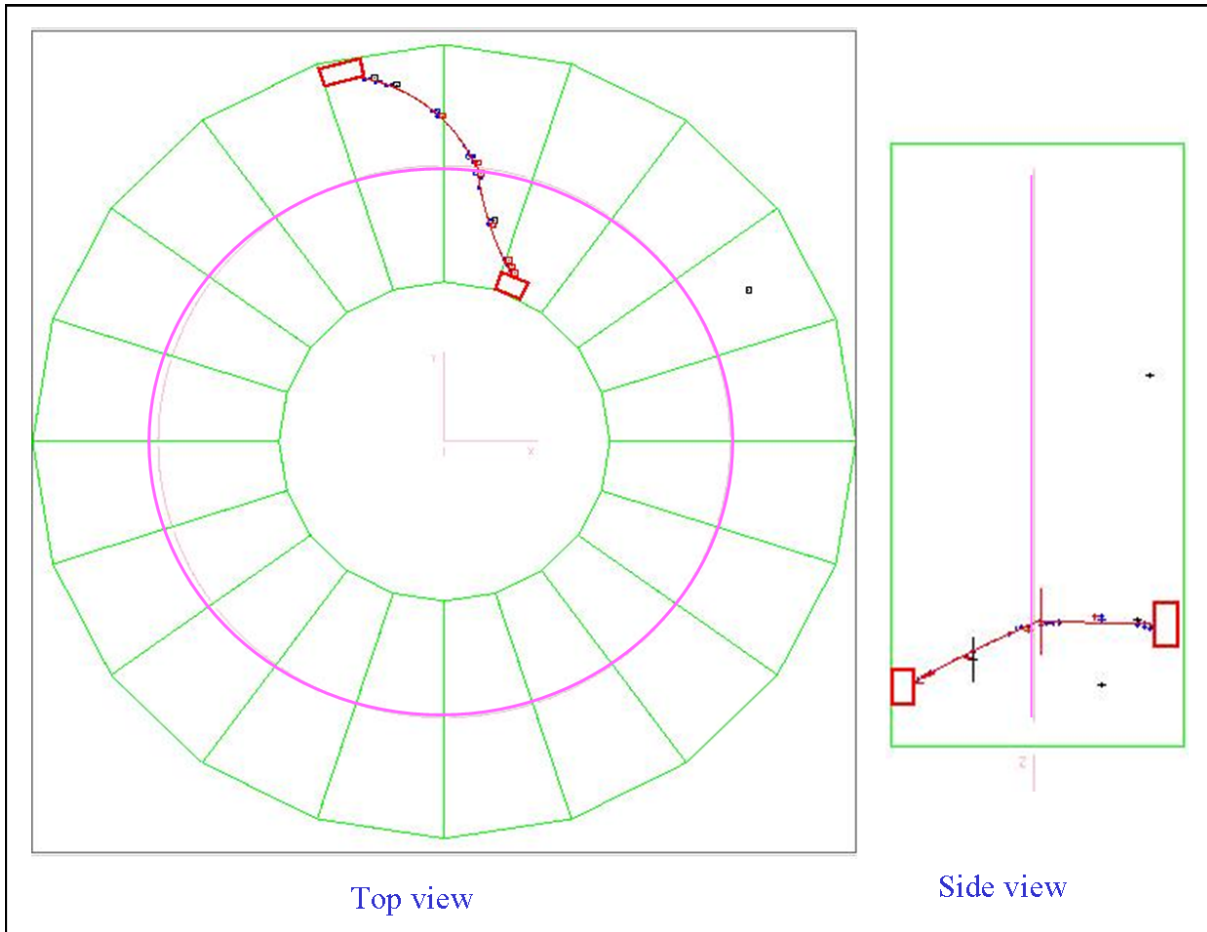


FIG. 3.99 – Two-electron event produced in molybdenum source foil (sector 04) [53]. The left portion of this figure shows the transverse top view of NEMO 3, while the right part presents the associated longitudinal side view. The source foil is in pink and the two red rectangles are fired scintillators with deposited energies of electrons. The circles radii correspond to the transverse distance from the anode wire for each fired cell, they are not error bars. The red curves are the tracks reconstructed using signals from Geiger cells. The curvature of the tracks due to the 25 G magnetic field is clearly seen on the transverse view and allows the charge recognition. Time-of-flight measurements allow to ensure that the source foil is the emission point of the two electrons (see zoom in Fig. 3.100 for event specifications).

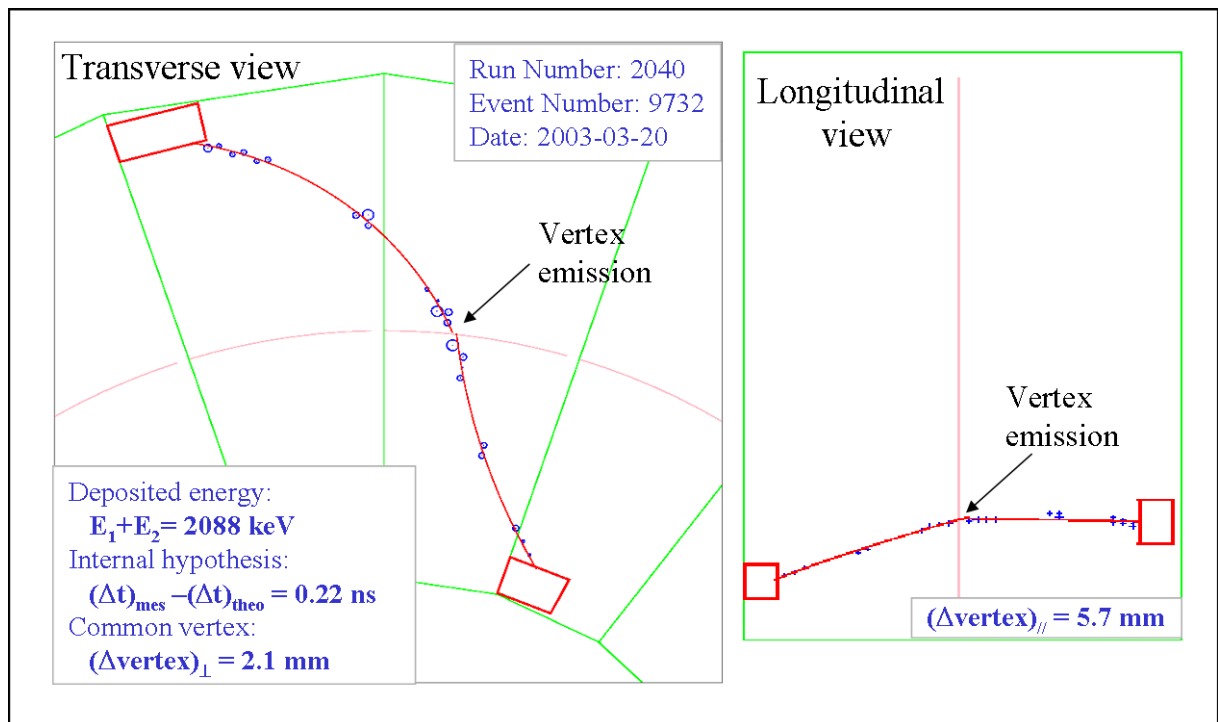


FIG. 3.100 – Zoom on the same two-electron event than in Fig. 3.99 [53]. The two-electron deposited energy is 2088 keV. This event is associated to the internal hypothesis (it comes from the source foil, see Section 3.3.4.3 and Fig. 3.128) since $(\Delta T_{\text{meas}} - \Delta T_{\text{cal}})_{\text{int}} = 0.22 \text{ ns}$, and finally the two electron tracks have a common vertex, distant from $\Delta R\phi = 2.1 \text{ mm}$, as defined in Section 3.3.3.6. Thus this event satisfy the two-electron events' selection criteria, as presented in Section 3.4.1.3.

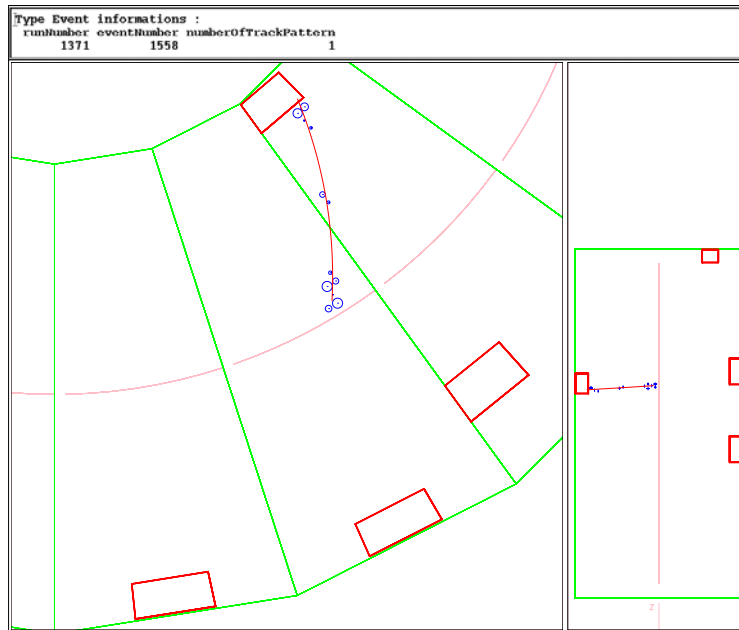


FIG. 3.101 – A $e^- \gamma \gamma \gamma$ background event produced in a molybdenum foil (sector 16) and used for measurements of ^{208}Tl internal contaminations of the $\beta\beta$ source foils (see Section 3.4.1.1).

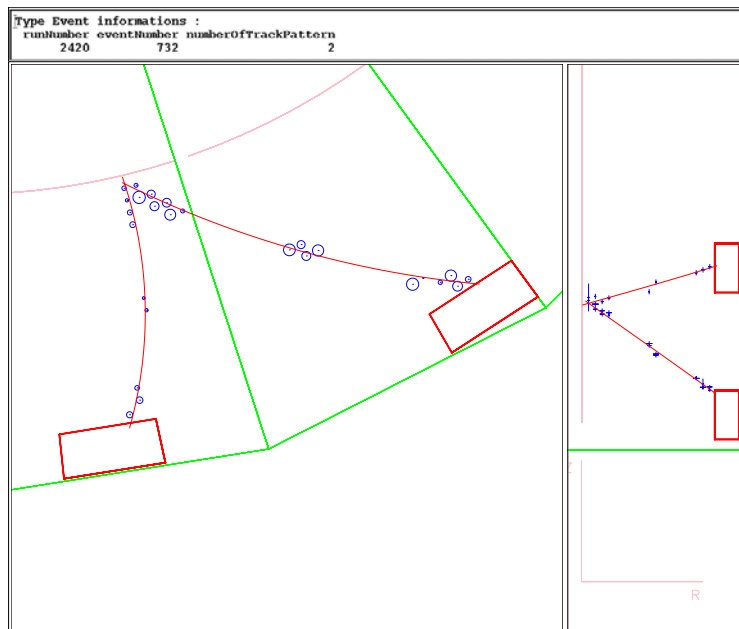


FIG. 3.102 – An e^+e^- background event produced in a molybdenum foil (sector 15). Note the tracks of opposite curvature.

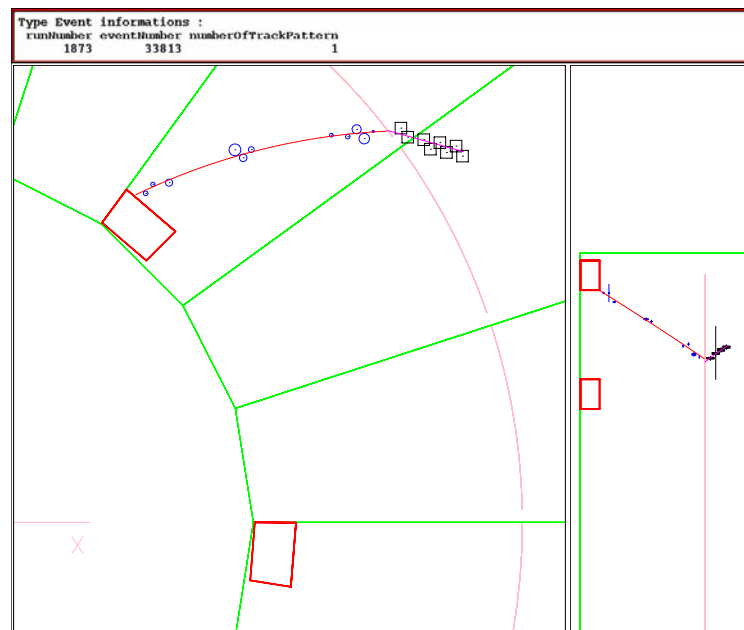


FIG. 3.103 – Decay of some internal contamination producing a single electron event coming from a molybdenum source foil (sector 02) followed by a delayed alpha particle, which is the short straight track represented by open squares. Note the presence of one gamma-ray. This event from ($e^- \alpha N \gamma$) analysis channel is used to tag background from ^{214}Bi decays.

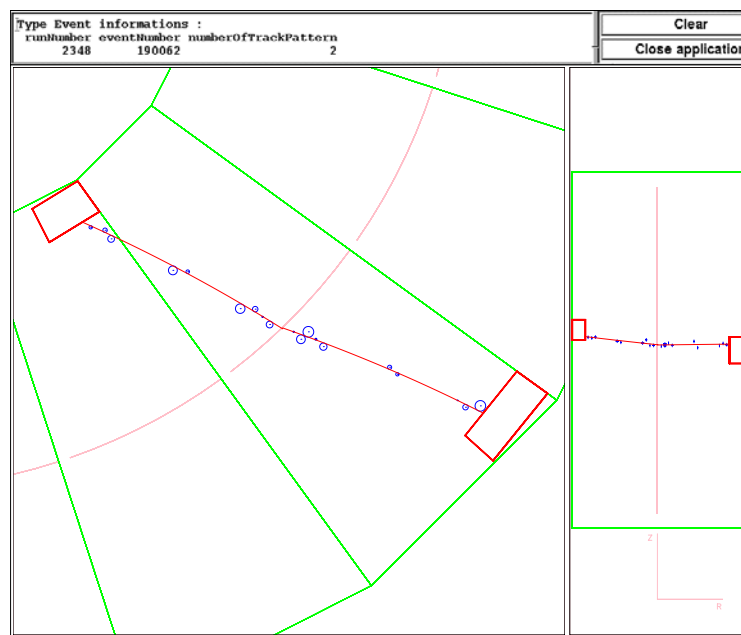


FIG. 3.104 – Example of an external source of background : it is a view of high energy crossing electron, which is most likely produced by a γ -ray emitted after a neutron capture in the copper frame. This type of events is used to establish reconstruction formulae for transverse and longitudinal positions in the tracking detector. It can be distinguished from back-to-back source foil events by time-of-flight measurements (see Section 3.3.4).

3.3.3 Tracking detector performance

3.3.3.1 Final operating conditions of the tracking detector

Since February 2003, with the new gas mixture (He, Ar, ethyl alcohol and water), the mean operating voltage of the Geiger cells is 1620 V, the longitudinal propagation velocity is ~ 5 cm/ μ s corresponding to a full propagation time $\langle t_{LC} + t_{HC} \rangle \sim 52$ μ s, and 90% of Geiger cells have a longitudinal propagation efficiency greater than 95%. The single counting rate per cell is ~ 0.2 Hz.

There were eventually only 30 channels of the 6180 ($< 0.5\%$) with missing anode signals, of which there were four cells disconnected due to anode wires in contact with ground wires, eight cells due to interconnection problems, and 18 hot cells⁶² ($\sim 0.3\%$). The number of Geiger cells with at least one missing cathode signal were 160 (2.6%), due again to interconnection problems.

3.3.3.2 Geiger TDC analysis

As discussed in Section 3.2.5 there are four variables associated with the Geiger TDCs. They are tdc_{LC} and tdc_{HC} for the two cathode ring times, tdc_A for the anode time and tdc_α for the delayed time (see Eq. 3.20 to Eq. 3.23). The triggered Geiger cells are classified into different types according to the values of these four TDC signals. There are “in-time hits” coming from electron or positron tracks. Also “delayed hits” are delayed triggers of cells used to study α -particle events. Finally there are “refired cells” which are active because of cross-talk (cells fired by a neighboring in-time cell) and “noisy cells”. A status is defined in each case for the real data and permits to make the distinction between in-time hits, delayed hits and refired or noisy cells. These different events are explained below in more detail.

– in-time hits :

status = **1**, **3**, **5** or **7** depending on the longitudinal propagation (see below)

The Geiger hit is in-time if :

$$tdc_\alpha = 0 \text{ and } tdc_{min} \leq tdc_A \leq tdc_{max}$$

or

$$tdc_\alpha \neq 0 \text{ with } modulo(tdc_\alpha, 4096) \neq tdc_A \text{ and } tdc_{min} \leq tdc_A \leq tdc_{max}$$

where $tdc_{min} = 220$ and $tdc_{max} = 307$ (these values were measured on tdc_A spectrum).

The second case corresponds to a false electronic retrigger for few known channels.

Note that at mean, the actual value of tdc_{min} is correct. But the high voltage is slightly different from layer to layer of Geiger cells. As a result some small quantity of useful Geiger hits in the layer 00 are loosing. Next improvement will be to use a different tdc_{min} value according to the layer number [101].

For hits in time, the definition of the status 1, 3, 5 or 7 depends on the cathode signals :

- **status** = **1** if both high and low cathode signals are present ($tdc_{HC} \neq 0$ and $tdc_{LC} \neq 0$);

- **status** = **3** if only low cathode signal is present ($tdc_{HC} = 0$ and $tdc_{LC} \neq 0$);

- **status** = **5** if only high cathode signal is present ($tdc_{HC} \neq 0$ and $tdc_{LC} = 0$);

- **status** = **7** if there is no cathode signal ($tdc_{HC} = 0$ and $tdc_{LC} = 0$).

⁶²self-discharging Geiger cell

The different times and status associated to the tracking detector are presented in Fig 3.105.

– delayed hits :

status = 10

The Geiger hit is a delayed hit (alpha) if :

$$tdc_{\alpha} \neq 0 \text{ and } modulo(tdc_{\alpha}, 4096) = tdc_A$$

Note that the status distinction using cathode signals (1, 3, 5 or 7) is always valid for delayed hits. Note also that $tdc_{\alpha max}$ corresponds to the fixed delay from the second trigger level, which is 710 μs since March 2003 (it was 770 μs before this date).

– refired or noisy cells :

status = 0

The Geiger hit is a noisy hit (self-discharged, refired) if :

$$tdc_{\alpha} \neq 0 \text{ and } modulo(tdc_{\alpha}, 4096) \neq tdc_A \\ \text{and } [tdc_A > tdc_{max} \text{ or } tdc_A < tdc_{min}]$$

or

$$tdc_{\alpha} = 0 \text{ and } [tdc_A > tdc_{max} \text{ or } tdc_A < tdc_{min}]$$

Note that in the simulation, it is not possible to distinguish between all these cases because one only have in-time hits (without condition applied to the value of tdc_A) and delayed hits.

3.3.3.3 Track reconstruction

• Principle [96]

Geiger events are first tagged with one of the four previously defined criteria. The refired and noisy cells are rejected, with about one or two refired cells per event. The number of noisy cells is typically negligible. Then, two different pattern recognition and track fit procedures are carried out, one for in-time hits and the other for delayed hits.

For **in-time hits** the pattern recognition and tracking are carried out using a cellular automaton algorithm, which was previously used for NEMO 2 tracking [97]. The principle of this NEMO 3 algorithm is described in a note [98]. The NEMO 3 algorithm uses a set of consecutive segments which connect pairs of active cells in neighboring layers. A candidate track is defined and characterized by the number of segments (length of the track) and the sum of the angles between the segments. In NEMO 3, the longest track is favored and the track can not turn back to the foil (Geiger layers may be present in the track only in consecutive order). The curvature of the track is due to the magnetic field. Then one suppresses all segments used for the track and a new track search is begun with the other segments until there are not enough segments remaining to construct a track.

Concerning the track fitting procedure, to solve the left/right ambiguities in the transverse plane, each Geiger cell gives two possibilities at its left/right edge to form a segment during the search for a track. Once tracks are found, an iterative fit procedure finds track parameters from a helix.

Each reconstructed track is extrapolated to the source foil and a vertex position is calculated whose transverse and longitudinal coordinates are $R\phi$ and Z , with an origin $Z = 0$ at the

half-height position of the source foils (see Section 3.3.3.6). The track is also projected onto an associated scintillator surface and the calculated coordinates of the scintillator are $R_S\phi_S$ and Z_S , where R_S is the transverse distance between the detector's center and the entrance surface of the scintillator.

For **delayed hits** the treatment in the longitudinal plane is the same as that for in-time hits. The treatment in the transverse plane is slightly modified since there are only relative drift time measurements. Delayed hits can form a track only if the differences in anode times are shorter than $1.5 \mu\text{s}$, which is approximately the maximum drift time in a Geiger cell. For each hit, the drift distance is computed from the tdc_α for the cell, assuming the delayed hit with the higher tdc_α value corresponds to a particle passing through the anode wire of the cell.

For both in time and delayed tracks, note that the coordinates of the reconstructed vertex are taken as zero if the track doesn't start from the foil (either there is no intersection between the track and the foil, or no Geiger cells in the two nearest layers to the foil are associated to the track).

- **Association between tracks and energy deposited in the calorimeters**

An electron or positron event needs track associated with a scintillator. This is accomplished if there is at least one hit in the two Geiger cell layers nearest to the scintillators which belongs to the track. Additionally, geometrical cuts are applied which extrapolate the position of the track to the surface of the scintillator ($R_S\phi_S$ and Z_S) which has to be located less than 3 cm away from the edges of the scintillator.

3.3.3.4 Reconstruction of the particle position in the cell

Studies with a laser and a nine cell prototype of the tracking detector were carried out to establish formulae giving transverse (r_\perp) and longitudinal (z) positions in a cell from anode drift times and both cathode times [99]. These formulae have been improved with NEMO 3 [100], for initial gas mixture of helium and alcohol, using data taken with high energy crossing electrons ($> 4.5 \text{ MeV}$). These electrons were created by an intense Am-Be source producing fast neutrons with an activity of around $2.2 \times 10^5 \text{ n/s}$. Fast neutrons are thermalized in the scintillators; then high energy γ -rays are created by the capture of the neutrons in the copper walls, producing one-crossing-electron events by the Compton effect. With high energy crossing electrons and with an energy deposited $> 3 \text{ MeV}$ in the second scintillator, the multiple scattering is found to be negligible and the track is well defined.

The track resulting from the fit is assumed to be identical to the real track. Thus, the transverse and longitudinal reconstruction formulae are obtained by comparing the distance to the identified track with the drift anode time and the two cathode times.

Formulae were improved once again for 2003 data with new gas mixture of helium, argon, alcohol and water, using a method based on the knowledge of the scintillator block positions.

- **Transverse position in the cell**

For gas mixture of helium and alcohol, the transverse distance r_\perp in mm was given using the anode time t_A (as defined in Eq. 3.22) by the following relations [100] :

- $r_\perp = 0.025 \text{ mm}$ if $t_A = 0$ (corresponding to the radius of the anode wire, whose the diameter is $50 \mu\text{m}$)
- $r_\perp = (0.598 + 0.0045 \times t_A) \text{ mm}$ if $0 < t_A \leq 60 \text{ ns}$
- $r_\perp = (-0.292 + 0.023 \times t_A) \text{ mm}$ if $60 < t_A \leq 220 \text{ ns}$
- $r_\perp = (0.22 \times t_A^{0.572}) \text{ mm}$ if $220 < t_A < 1480 \text{ ns}$
- $r_\perp = 14.3 \text{ mm}$ if $t_A \geq 1480 \text{ ns}$ (corresponding to the radius of the cell, whose is $1.5 \mu\text{s}$).

All these regions are presented in Fig. 3.106, which shows the transverse distance r_{\perp} to the fitted track as a function of the anode time t_A for this gas mixture. Near the wire (between 1 and 4.5 mm), the drift velocity corresponds to the saturation regime and is 2.3 cm/ μ s. Far from the anode wire, the drift speed is proportional to the electric field. Thus, for $220 < t_A < 1480$ ns, the electric field is proportional to $1/r$, which leads to a transverse distance proportional to $\sqrt{t_A}$.

Fig. 3.107 also give the transverse distance r_{\perp} to the fitted track as a function of the anode time t_A , but showing the difference between the results obtained with helium plus alcohol gas mixture and those obtained after addition of argon and water [101].

This preliminary new analysis was done searching to use only one relation giving r_{\perp} (in mm) for all t_A values (in ns) :

$$r_{\perp} = \frac{(6.759 \times t_A)}{t_A^{0.84} + 287.09} + 0.1877 \quad (3.31)$$

It can be shown from Fig. 3.107 that this calibration relation from Eq. 3.31 fits very well the data for anode times $t_A \gtrsim 60$ ns (and it also improves in the same time the $\beta\beta 2\nu$ angular distribution, as seen in Fig. 3.152 from Section 3.5.1). Nevertheless, for anode times $t_A \lesssim 60$ ns, improvements on the r_{perp} versus t_A fit will need the use of at least one other relation.

• **Longitudinal position in the cell**

For each Geiger hit, the longitudinal reconstruction z depends on the cathode times (status 1, 3, 5 or 7 for the cell). According to the two measured cathode times t_{LC} and t_{HC} , and using the origin of the z axis fixed at the half-height of the cells, the longitudinal position z is given, in mm, by [101] :

$$z = \frac{L_{eff}}{2} \frac{t_{HC} - t_{LC}}{t_{LC} + t_{HC}} \left[1 - 0.408 \cdot 10^{-4} \frac{L_{eff}}{2} \left(1 - \left| \frac{t_{HC} - t_{LC}}{t_{LC} + t_{HC}} \right| \right) \right] \quad (3.32)$$

where $L_{eff} = 2620$ mm is the effective length of the cell, which is lower than the full cell length of 2700 mm that includes the two rings (each is 30 mm long). This effective length is a consequence of the fact that cathode signals exceed their electronic threshold a few centimeters before the plasma reaches the cathode ring. The L_{eff} value, which is given here for He, Ar, alcohol and water gas mixture, depends on the HV and gas mixture and was 2607 mm for helium and alcohol initial mixing [100].

The first order term corresponds to a constant propagation speed for the plasma. In this case, the longitudinal position is simply the propagation time of the plasma to the nearest ring, divided by the propagation velocity.

The second order term is a correction, which takes into account the reduced propagation velocity due to a decrease in the high voltage during the plasma propagation (this factor also depends on the HV and gas mixture and is given here for He, Ar, alcohol and water in the mixture)⁶³. The correction has a maximum value of around 20 mm in two positions corresponding respectively to 25% and 75% of the cell length but is not the same for all cells. Thus improvements on the reconstruction program were needed for around 10% of the cells, by addition of new parameters in Eq. 3.32, which also improve the longitudinal resolution. Finally, parameters for each of the 6180 cells are stored in the database [101].

If one of the two cathode times is missing (**status 3** or **5**), the relation remains the same than for **status 1**, but only for the TDC with a non-zero value. The other cathode time is obtained using an average plasma propagation velocity. The z position in the Geiger cell is then

⁶³The correction factor was 0.505×10^{-4} for initial gas mixture of helium and alcohol [100]

reconstructed using the same formula as above. The propagation velocity has to be calculated and stored in the database for each Geiger cell.

If both cathode times are missing (**status 7**), no reconstruction of the z position of the Geiger cell hit is possible.

• **Transverse and longitudinal resolution of the Geiger cells**

The residual distribution in the transverse direction was obtained in a plane perpendicular to the wires by plotting the distance between the accepted track and the reconstructed position of the Geiger cell hit (Δr), using high energy crossing electrons [100]. The Δr value can also be calculated using $\beta\beta$ events (see distribution in Fig. 3.108) [101]. The full-width at half maximum (*FWHM*) of this spectrum is used to compute the transverse resolution of the cells as $\sigma_{\perp} = FWHM/2.35$. For present gas mixture, the average value of this resolution is [101] :

$$\sigma_{\perp} = 0.6 \text{ mm}$$

In order to estimate the contribution of multiple scattering, a study of the transverse resolution was carried out as a function of the variable $\sqrt{L_{track}}/E$, where L_{track} is the track length and E is the initial energy of the electron in keV (see Fig. 3.109). The associated relation, which shows the resolution dependence with multiple scattering, is :

$$\sigma_{\perp} = \sqrt{\sigma_{int}^2 + k \left(\frac{\sqrt{L_{track}}}{E} \right)^2}$$

where the intrinsic resolution is given by $\sigma_{int} = (0.37 \pm 0.02)$ mm and $k = (10.8 \pm 1.7)$ mm keV² is a constant [100].

The longitudinal resolution of the cells is obtained by the same method applied in the longitudinal plane. Fig. 3.110 shows the residual distribution in the longitudinal direction, obtained by plotting the distance between the accepted track and the reconstructed position of the Geiger cell hit (Δz), using $\beta\beta$ events and new gas mixture [101]. The corresponding average value is

$$\sigma_{//} = 0.3 \text{ cm}$$

In case of one missing cathode in one cell's data, it is very important to take into account the presence of neighbour cells hit before. Using this, improvements were also obtained which can be shown on the residual distributions in the longitudinal direction (see Fig. 3.111). These distributions are obtained by plotting the distance between the accepted track and the reconstructed position of the Geiger cell hit (Δz), using $\beta\beta$ events [101]. Both the mean and RMS values are improved for the three cases (first, second or third fired cell).

Fig. 3.112 shows the influence of the dip angle θ on the longitudinal resolution (see Fig. 3.115 for definitions of dip and zenith angles). Here $\sigma_{//}$ is multiplied by a factor of 1.5 for an electron crossing the wire at an angle $\theta = 45^\circ$ compared to a track perpendicular to the wire. This increment is due to the longitudinal spread of the primary ionization electrons along the anode wire.

Fig. 3.113 shows the longitudinal resolution $\sigma_{//}$ as a function of the longitudinal position z [101]. The associated relation is :

$$\sigma_{//} = \sigma_0 \sqrt{1 - \left(\frac{z}{L_{eff}/2} \right)^2}$$

where $\sigma_0 \sim 1.1$ cm is the maximum resolution at the center of the detector ; L_{eff} is the effective length as defined above. This form is characteristic of the statistical fluctuations in the number of avalanches occurring during the longitudinal propagation.

3.3.3.5 Misidentification of electrons and positrons

There is a possible misidentification of electrons and positrons in tests with high energy (≥ 3 MeV) crossing electrons which are produced during neutron source studies. These crossing events are dominated ($> 99\%$) by electrons and are reconstructed as two half-sector electron-type events with successive negative curvature. The first half from an external scintillator to the source foil on one side of the foil, the second one from the source foil to an internal scintillator, both with a common vertex on the foil. Thus it is possible to check the probability of mistaking a positive curvature positron event against an electron event after the foil. The associated distribution of the rate of error as a function of the electron energy is presented in Fig. 3.114. The e^+e^- misidentification is around 3% at 1 MeV using extrapolated results [100].

3.3.3.6 The vertex reconstruction

• Principle

The quality of vertex reconstruction has been analyzed by taking data with 60 ^{207}Bi sources placed in the three positions (T for Top with $Z = 90$ cm, C for Center with $Z = 0$ cm, and B for Bottom with $Z = -90$ cm) on each sector inside the calibration tubes. The $R\phi$ and Z positions of these sources (see Section 3.3.3.3) are known with an accuracy of 1 mm. ϕ is the polar angle (see Fig. 3.115), using cylindrical coordinates, with an origin at sector 0 ; $R = 155.5$ cm is the transverse distance between the detector's center and the source foils ; for sector 00, the $R\phi$ value for the calibration source position is (148.6 ± 0.1) cm and there is a step of 18 degrees to obtain $R\phi$ for each subsequent sector.

Conversion electron events coming from these sources are selected, with energies of 482 keV or 976 keV. The distribution of the 60 reconstructed vertices are presented in Fig. 3.116. With this sample of data the differences between reconstructed and expected vertex positions can be estimated. The difference in the transverse plane is defined as $\Delta R\phi = R\phi_{\text{rec}} - R\phi_{\text{exp}}$ and in the longitudinal plane as $\Delta Z = Z_{\text{rec}} - Z_{\text{exp}}$.

For transverse reconstruction of the vertex, the average position shifts between reconstructed and expected vertices are the same for the three source positions (T, C and B). Here are given the values with initial gas mixture as published in Ref. [66] :

$$\langle \Delta R\phi \rangle = 1.6 \text{ mm}$$

These $\langle \Delta R\phi \rangle$ are compatible with the accuracy of the mechanical $R\phi$ positions of the calibration sources and calibration tubes.

The average differences in the longitudinal reconstruction for the three positions, which are given here are measured with the longitudinal calibration associated to the new gas mixing [101], as shown in Fig. 3.117 :

$$\langle \Delta Z(T) \rangle = -1.5 \pm 0.1 \text{ mm}$$

$$\langle \Delta Z(C) \rangle = -1.4 \pm 0.1 \text{ mm}$$

$$\langle \Delta Z(B) \rangle = -1.7 \pm 0.1 \text{ mm}$$

These average differences are closer to zero and present less asymmetry than those measured with initial mixing [66]. Note the maximum value of $\langle \Delta Z \rangle$ is lower than the longitudinal vertex resolution. The longitudinal position of the vertex is independent of the angle.

- **Vertex resolution**

The **transverse resolution** $\sigma_{R\phi}$ depends on the energy of the track. Using the two conversion electron energy values (~ 0.5 MeV and ~ 1 MeV), it is possible to determine average values for these resolutions, as published in Ref. [66] :

$$\sigma_{R\phi}(0.5 \text{ MeV}) = 0.3 \text{ cm} \quad \text{and} \quad \sigma_{R\phi}(1 \text{ MeV}) = 0.2 \text{ cm}$$

The **longitudinal resolution** σ_Z depends on both energy and position. The energy dependence was studied for new gas mixing, using 1 MeV electrons [101]. The same value of $\sigma_Z = 0.4$ cm was obtained for both T and B positions and $\sigma_Z = 0.5$ cm was obtained for the C position. For 0.5 MeV electrons, the longitudinal resolution is $\sigma_Z = 0.8$ cm on average for the T and B positions and 0.6 cm for the C position.

Another dependence on the dip angle θ (see Fig. 3.115) was studied only with initial gas mixing, as shown in Fig. 3.118. This dependence obeys the relation [100] :

$$\sigma_Z = \frac{\sigma'_0}{\cos \theta}$$

where, on average, $\sigma'_0 = (0.632 \pm 0.004)$ cm for the T position, $\sigma'_0 = (0.825 \pm 0.006)$ cm for the C position and $\sigma'_0 = (0.615 \pm 0.004)$ cm for the B position.

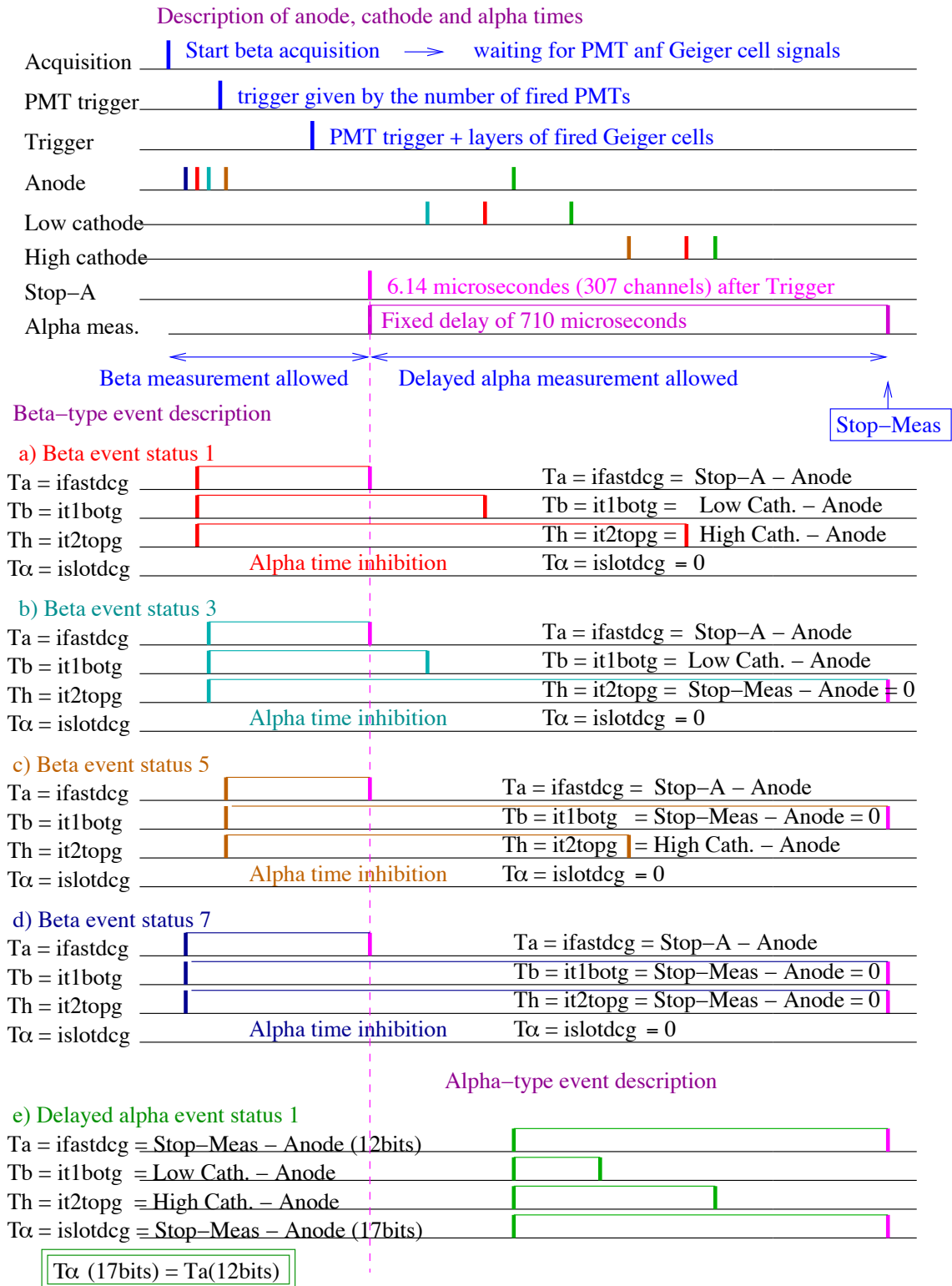


FIG. 3.105 – Synopsis of different times associated to the tracking detector.

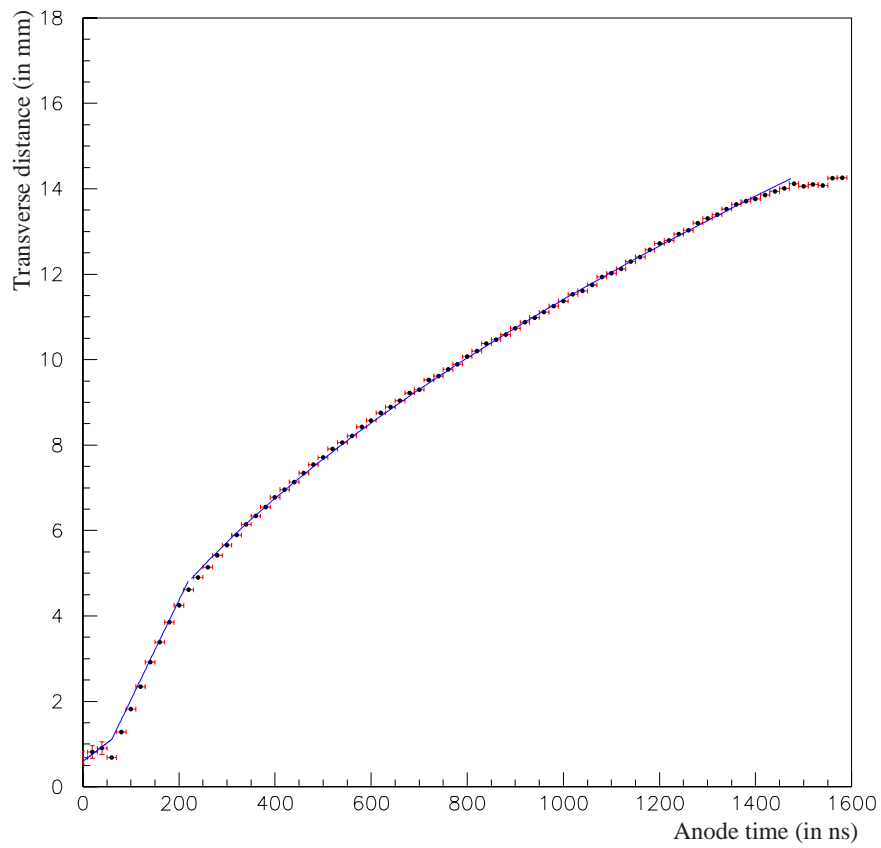


FIG. 3.106 – Transverse distance to a constructed track r_{\perp} (in mm) as a function of anode time t_A (in ns) obtained with high energy crossing events ($e_{cross} > 4.5$ MeV) [100].

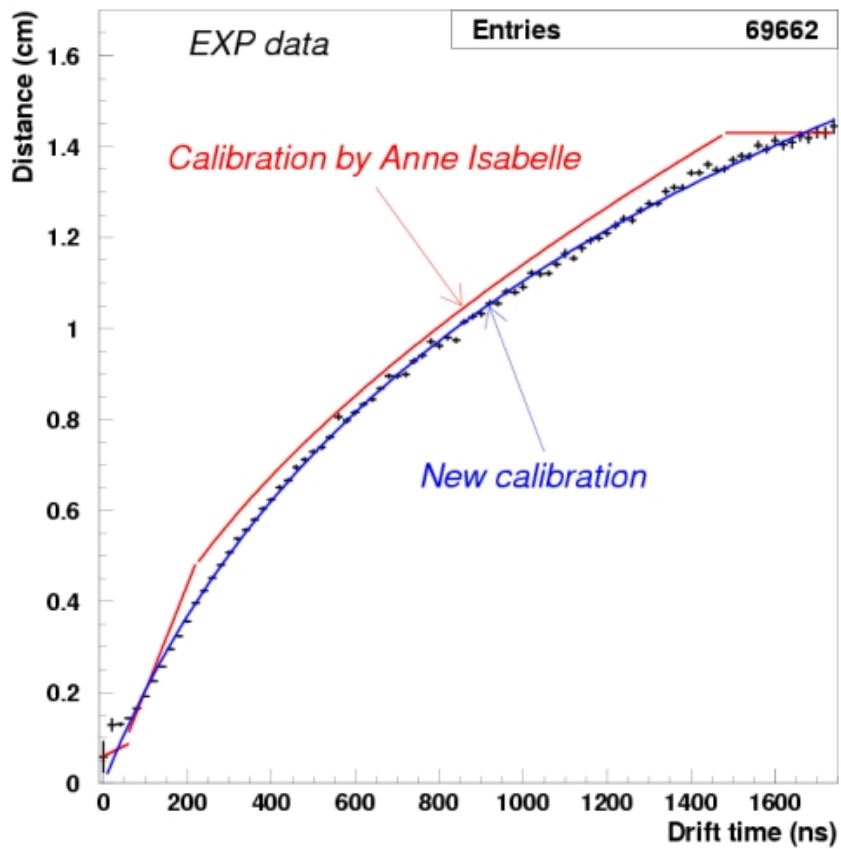


FIG. 3.107 – Transverse distance to a constructed track r_{\perp} (in mm) as a function of anode drift time t_A (in ns), with a comparison between the calibration results from Fig. 3.106, which were obtained from data collection with initial gas mixing, and those obtained for data after February 2003, with addition of argon and water in the mixture [101].

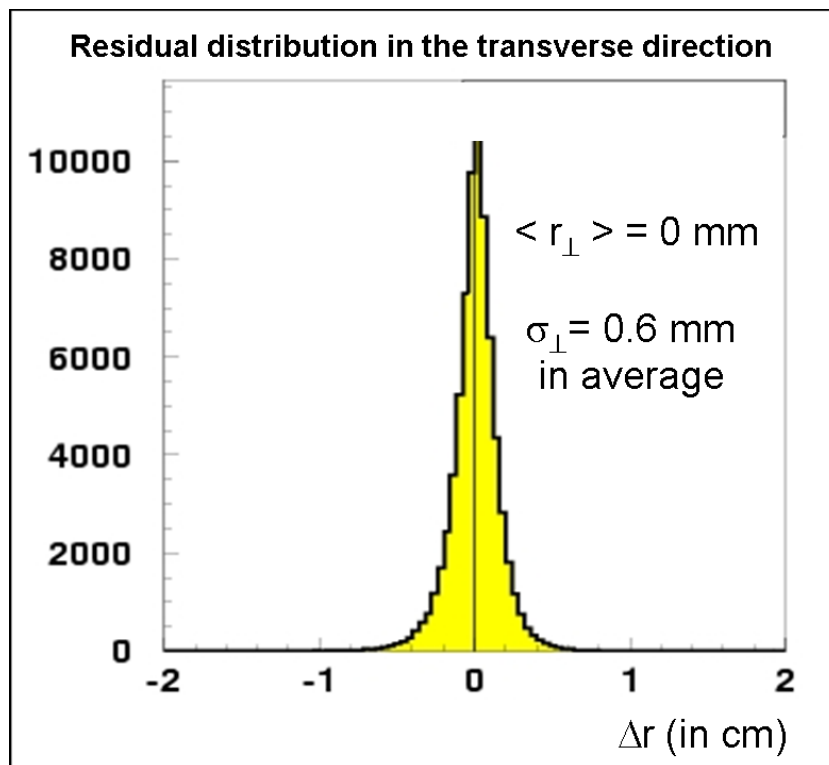


FIG. 3.108 – Residual distribution in the transverse direction obtained in a plane perpendicular to the wires by plotting the distance between the accepted track and the reconstructed position of the Geiger cell hit (Δr), using $\beta\beta$ events [101]. The associated resolution σ_{\perp} as an average value of 0.6 mm.

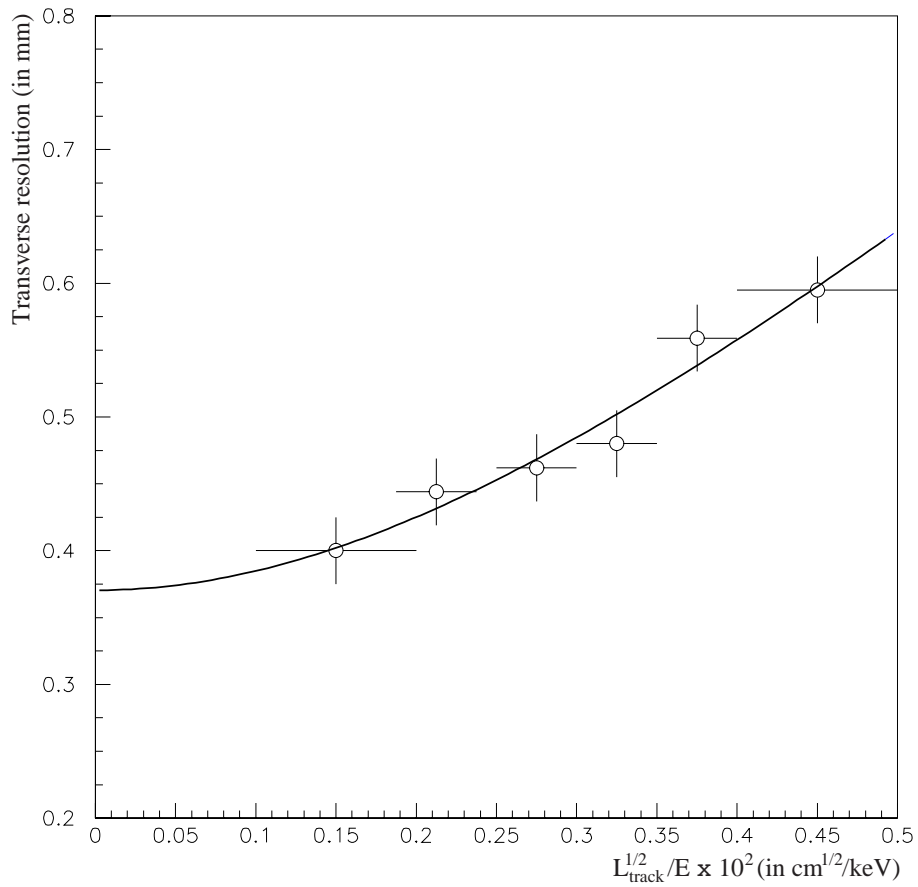


FIG. 3.109 – Distribution of transverse resolution per cell σ_{\perp} (in cm) as a function of the variable $\sqrt{L_{track}}/E$ [100]. The associated curve is the result of the fit given by $\sigma_{\perp} = \sqrt{\sigma_{int}^2 + k(\sqrt{L_{track}}/E)^2}$.

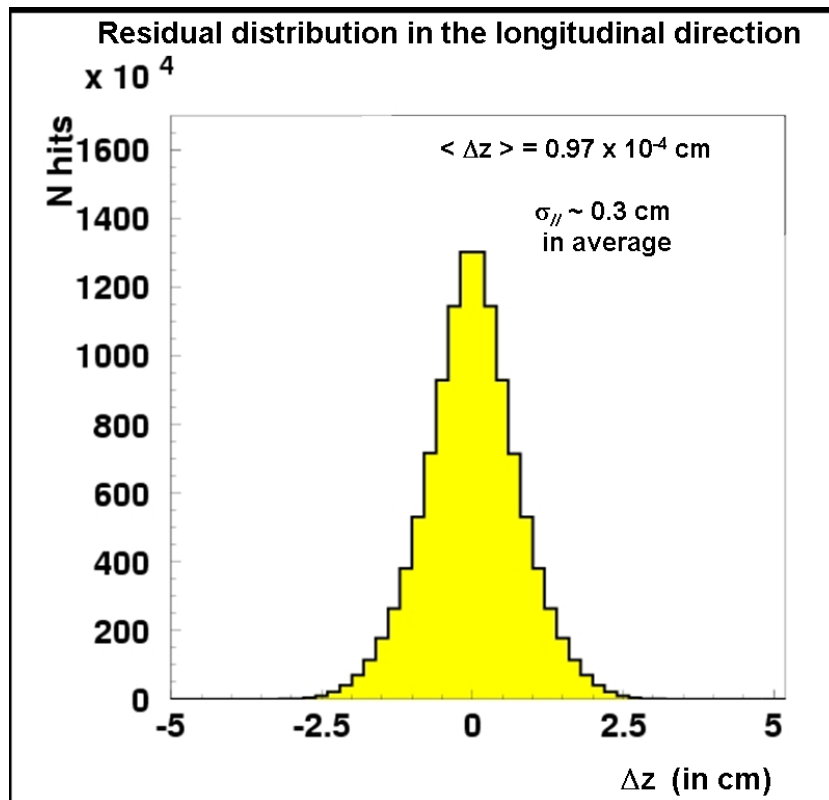


FIG. 3.110 – Residual distribution in the longitudinal direction obtained by plotting the distance between the accepted track and the reconstructed position of the Geiger cell hit (Δz), using $\beta\beta$ events [101]. The associated resolution $\sigma_{//}$ as an average value of 0.3 cm.

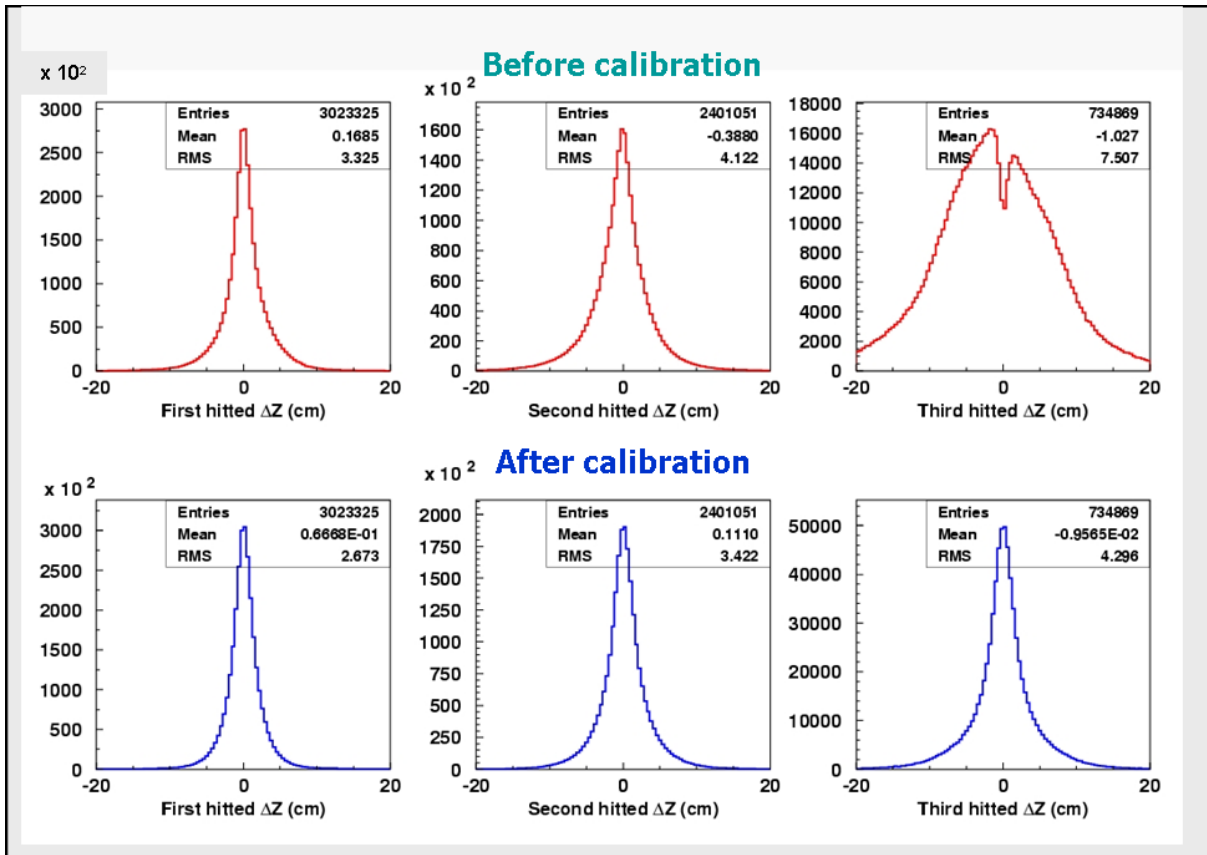


FIG. 3.111 – Distribution of Δz (in cm) for one-missing cathod cells, before (top figures) and after (bottom figures) calibration consisting to take into account for each cell the presence of neighbour cells hitted before this cell. Three cases are used : if the cell was fired first, second or third. One clearly see that both the mean and RMS values are improved for the three cases.

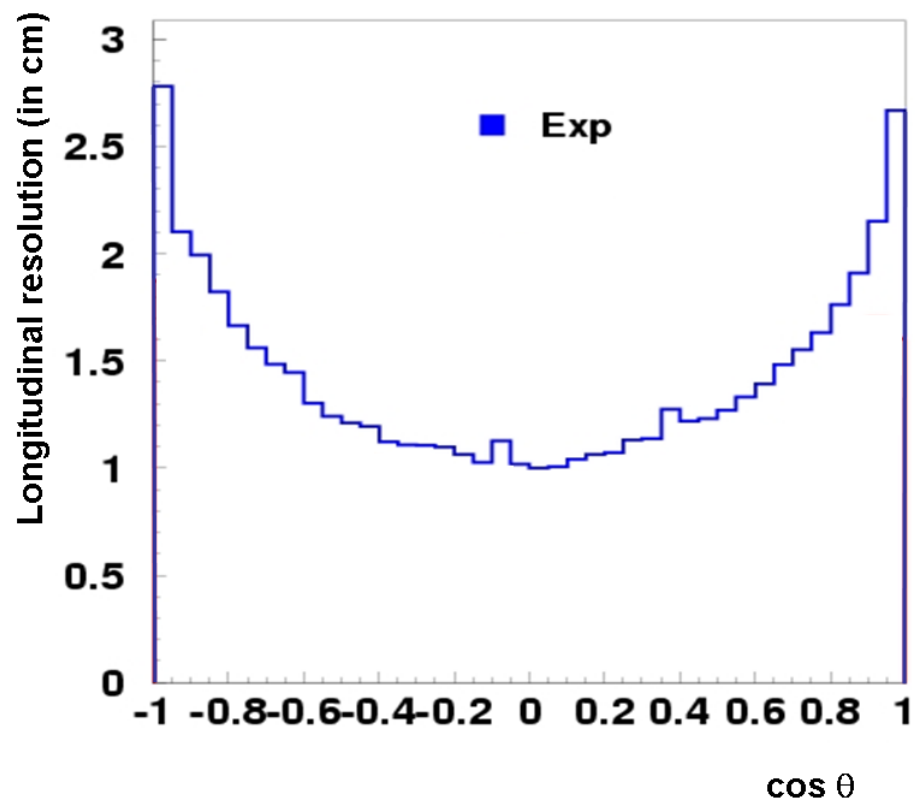


FIG. 3.112 – Distribution of longitudinal resolution in a cell $\sigma_{//}$ (in cm) as a function of $\cos \theta$, where θ is the dip angle [101].

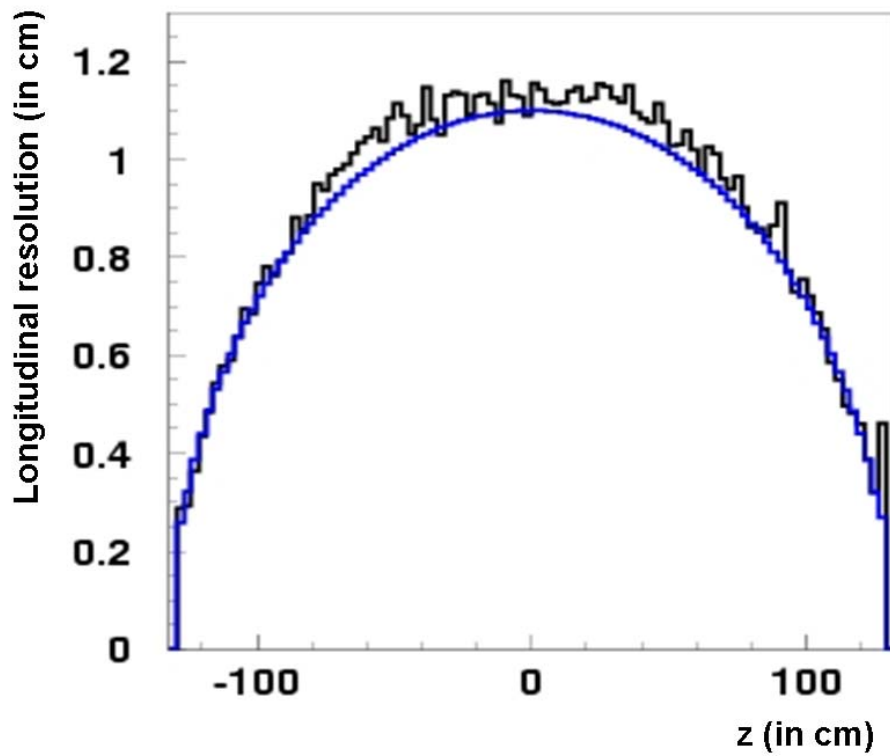


FIG. 3.113 – Distribution of the longitudinal resolution in a cell $\sigma_{//}$ (in cm) as a function of longitudinal position z (in cm) [101]. The associated curve is the result of the fit given by $\sigma_{//} = \sigma_0 \sqrt{1 - (2z/L_{eff})^2}$.

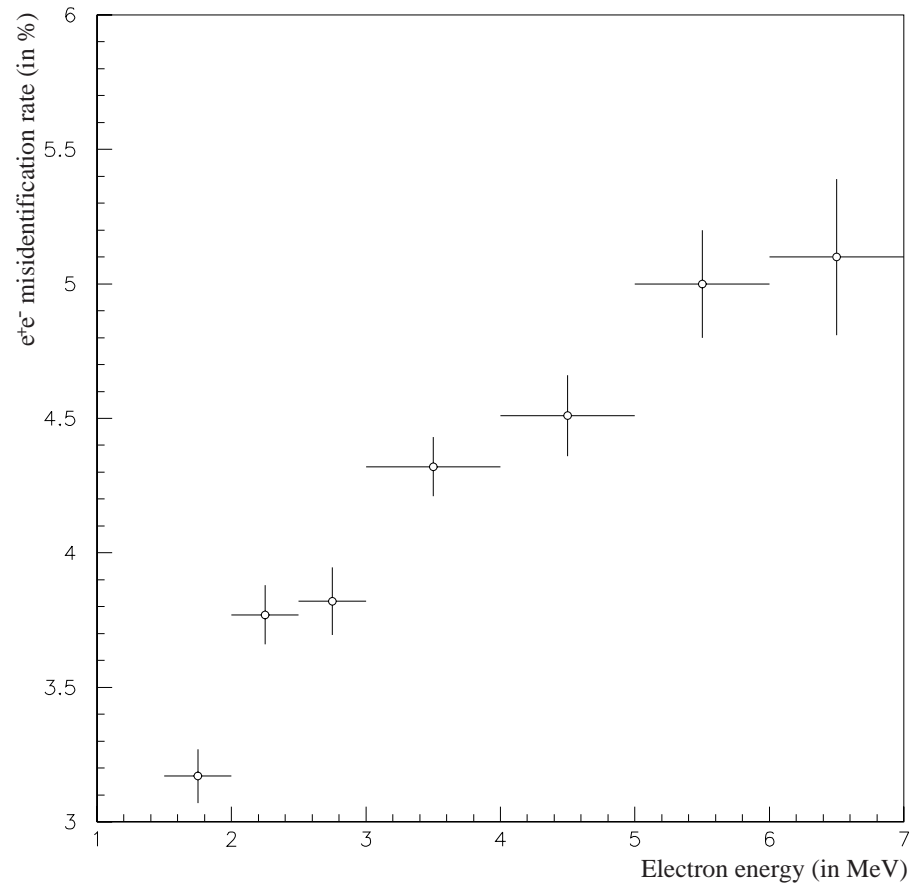


FIG. 3.114 – Distribution of e^+e^- misidentification rate as a function of electron energy [100].

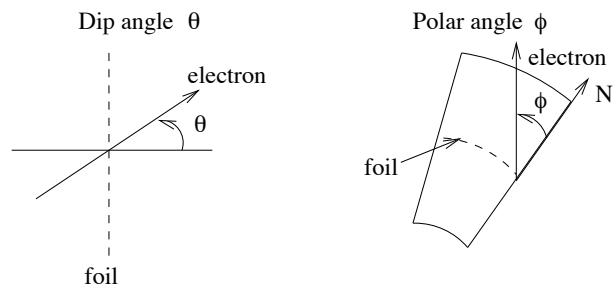


FIG. 3.115 – Definitions for dip angle θ and polar angle ϕ for the tracking detector.

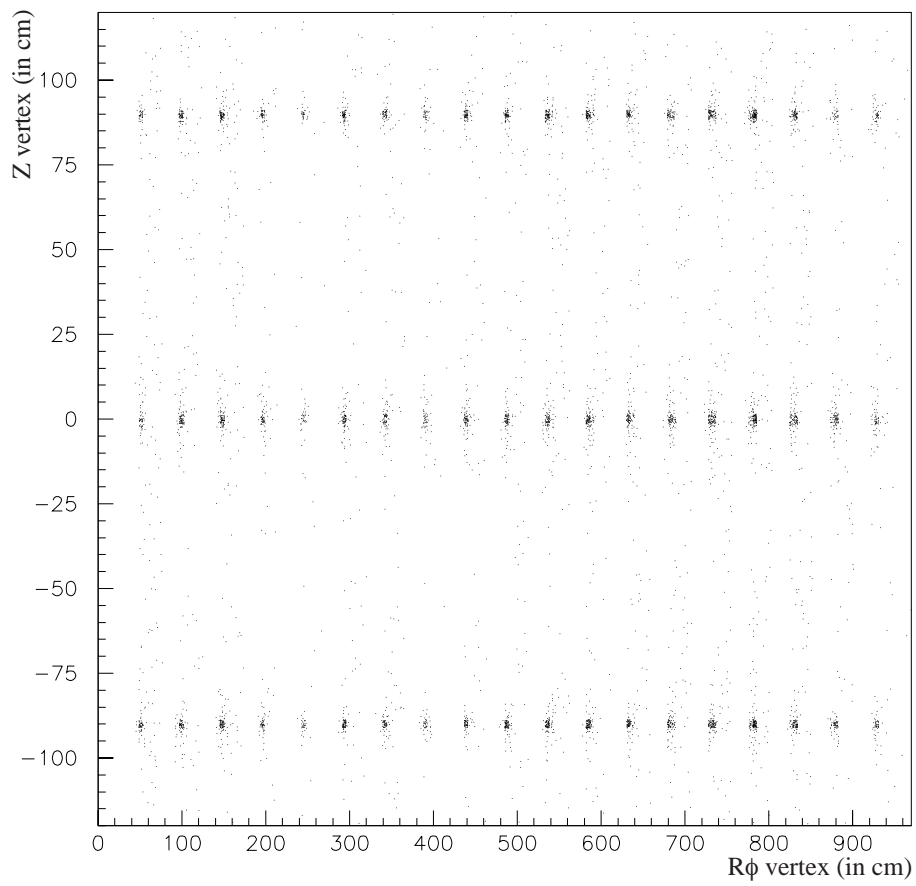


FIG. 3.116 – Distribution of reconstructed vertices for the 60 positions of the calibration ^{207}Bi sources, in the one-electron channel [100].

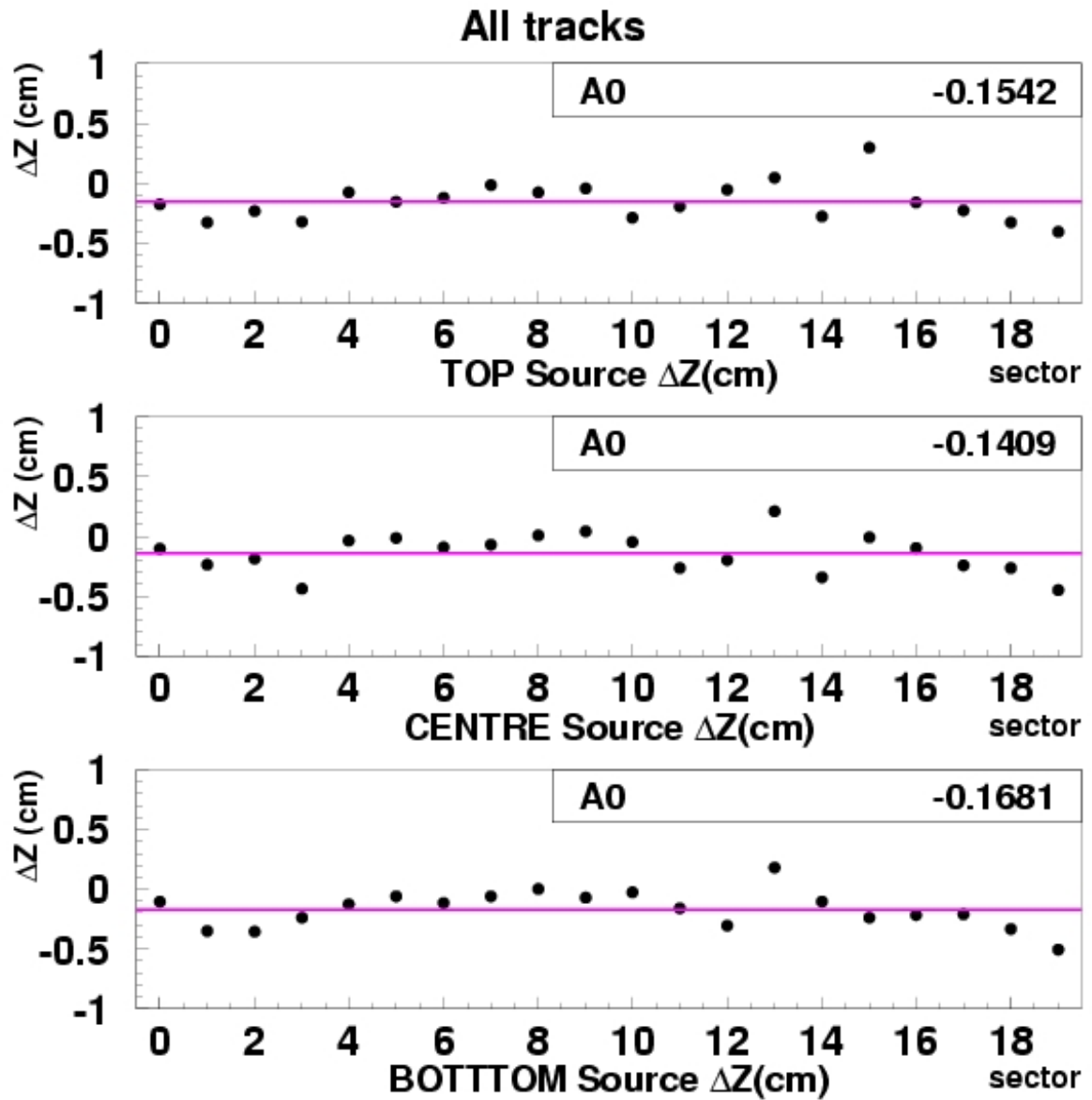


FIG. 3.117 – Average differences in the longitudinal reconstruction as a function of the sector number, for the three positions (T , C and B) [101].

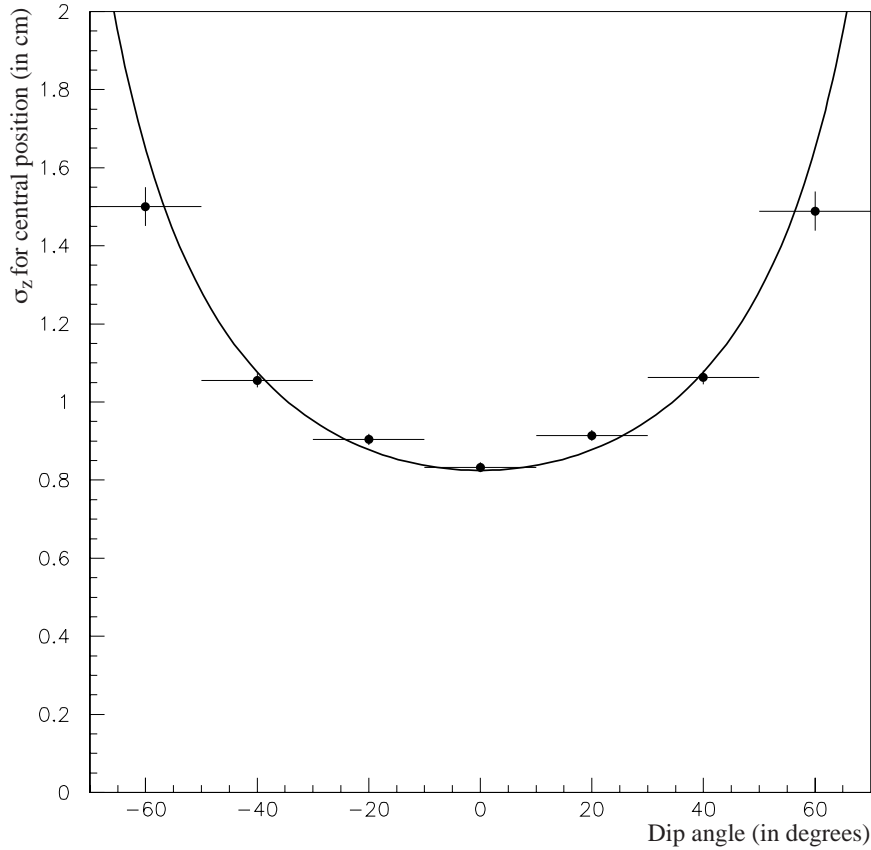


FIG. 3.118 – Distribution of the vertex longitudinal resolution σ_z (in cm) as a function of the dip angle θ (in degrees), with a $\sigma'_0/\cos\theta$ adjustment (obtained with ^{207}Bi sources located in the central position and initial gas mixture) [100].

• Study with two electrons events

The $\beta\beta$ analysis reconstructs events with two tracks coming from the same vertex. Thus, it is important to study the vertex resolution of the two electron channel in order to check the measured transverse and longitudinal dispersions. These dispersions, $\delta R\phi$ and δZ , are defined as the distance between the vertices associated with the two reconstructed tracks.

Using events coming from the 60 ^{207}Bi sources with two simultaneous electrons (intensity of $\sim 2\%$), one builds $\delta R\phi$ and δZ distributions, which produce the resolutions [104] :

$$\sigma(\delta R\phi) = 0.6 \text{ cm} \quad \text{and} \quad \sigma(\delta Z) = 1.0 \text{ cm}$$

Also $\sigma(\delta R\phi) = 0.1 \text{ cm}$, if one constrains the two tracks to have a common vertex. These resolutions allow one to make a distinction between two strips in a source foil in a given sector, which is crucial for sectors composed of different sources.

3.3.4 Operating conditions of the calorimeter

3.3.4.1 Working performance of the calorimeter

The operating voltages of the PMTs are 1800 V for the 3" and 1350 V for the 5" PMTs. The single counting rate is ~ 0.2 Hz/PMT above a 48 mV threshold (~ 150 keV). In total, 98% of the PMTs are functioning to design specifications. Changes in HV chain could allow recovering some of the 2% missing PMTs.

3.3.4.2 Energy resolution of the counters [102]

• Energy calibration results

As explained in Section 3.2.6, special calibration runs are used to obtain the three points on the energy versus ADC channel line. Two results of multi-gaussian fits (K, L, M electrons) to the peak positions in the ^{207}Bi data (see Fig. 3.119), and one from the beta end-point energy from ^{90}Sr data (see Fig. 3.120). Here only 482 and 976 keV energy peaks from ^{207}Bi data are used, but the third peak, which has an energy value of 1682 keV, is also fitted to find “super-corrections” as explained later in this Section.

The calibration lines obtained from the two ^{207}Bi peaks as well as the fit combining ^{207}Bi and ^{90}Sr results do not necessarily intersect the origin of the axes. This effect was previously observed with data obtained with an electron spectrometer and in other experiments. A typical example is given in Fig. 3.121.

It was first discovered with calibration data that the response of a counter depends upon the entrance point of the electron, with a weak dependence of 1 to 2% for counters equipped with 3" PMTs and a stronger dependence of up to 10% for those equipped with 5" PMTs. This effect has a non-negligible consequence on the energy resolution (FWHM), given by Eq. 3.33 :

$$FWHM(E) = \sqrt{A \times E + B + C \times E^2} \quad (3.33)$$

as given earlier in Eq. 3.25 in Section 3.2.6.6.

Thus one had to correct this energy resolution for the seven different types of counters, L1 to L4 for petal scintillators and EE, EC and IN for wall scintillators.

A “super-correction” method was developed at IReS to get these impact point corrections for each individual counter with a given type of blocks (IN, L1, L2 and L3 with 3" PMTs, and EE, EC and L4 with 5" PMTs), dividing the front face surface of scintillators in 9 equal areas for 3" PMTs and 25 equal areas for 5" PMTs. An example is given in Fig. 3.122, which show gain variation for the 25 defined areas for external scintillator blocks.

Then, the 482, 976 and 1682 keV electron peaks are fitted again (with a correction for the mean energy loss), as shown in Table 3.53, to obtain the parameters A , B and C of the resolution function (from Eq. 3.33). These associated energy resolutions $\sigma(E)/E$ calculated using this “super-correction” method can be found both with parameters in Table 3.54. As an example of the “super-correction” effect is given in Fig. 3.123 the spectral fit of the 482, 976 and 1682 keV conversion electron peaks coming from ^{207}Bi decays redone for one counter. “Super-corrections” are stored in the NEMO 3 database and used after track reconstruction in order to obtain the entrance point on the scintillator and to use it correct the energy values.

One can see that these resolutions depend primarily on the type of PMT associated with the scintillator which on average are 5.8% for the 5" PMTs and 7.0% for the 3" PMTs. It must be noted that energy resolutions can vary with time (see Fig. 3.124 and caption).

| Block type | 482 keV e^- | 976 keV e^- | 1682 keV e^- |
|------------|---------------|---------------|----------------|
| IN | 123.0 | 165.2 | 223.3 |
| EE | 96.7 | 133.9 | 188.6 |
| EC | 96.9 | 136.7 | 195.5 |
| L1 | 110.7 | 148.5 | 211.9 |
| L2 | 121.3 | 153.1 | 203.0 |
| L3 | 121.4 | 161.2 | 235.4 |
| L4 | 100.3 | 132.5 | 180.3 |

TAB. 3.53 – Fitted resolutions at ^{207}Bi conversion electron peak energies (FWHM) in keV.

| Block type | A (MeV) | B (MeV ²) | C | $\sigma(E)/E$ (%) |
|------------|-----------|-------------------------|---------|-------------------|
| IN | 0.0158 | 0.00611 | 0.00610 | 7.1 ± 0.1 |
| EE | 0.00801 | 0.00401 | 0.00640 | 5.8 ± 0.1 |
| EC | 0.00809 | 0.00379 | 0.00736 | 5.9 ± 0.1 |
| L1 | 0.00469 | 0.00758 | 0.104 | 6.4 ± 0.2 |
| L4 | 0.00779 | 0.00514 | 0.00504 | 5.7 ± 0.2 |

TAB. 3.54 – Examples of parameters A , B and C from Eq. 3.33 and associated energy resolutions $\sigma(E)/E$ at 1 MeV, using “super-corrections” of entrance position on scintillators blocks. These preliminary results are obtained using only “good counters”, which have no area failing the gain finding procedure. Concerning L2 and L3 blocks, the energy resolution values which are used for analysis are those given in Ref. [66] due to their higher precision.

3.3.4.3 Timing resolution of the counters

• Timing corrections

As explained in Section 3.2.6, the relative timing offset $\varepsilon^{(i)}$ for each counter i is determined using different calibration sources, in order to provide the time alignment of the calorimeter.

The two-gamma events from ^{60}Co sources are used for time alignment with γ -rays. The distribution of the arrival time difference in the counters before and after alignment is shown in Fig. 3.125. The distribution after alignment has a resulting RMS of ~ 660 ps for gamma events.

The two-electron events from ^{207}Bi sources are used for time alignment with electrons and to obtain the time resolution as a function of electron energy as shown in Fig. 3.126. This resolution is around 250 ps for 1 MeV electrons [103].

The energy dependence of the timing signal is adjusted by a four parameter formula, as shown in Eq. 3.28. The first method to find this dependence is to use a “complete” laser run. A second is to use the two-electron events from ^{207}Bi sources. The results of this second method for the different types of scintillators are plotted in Fig. 3.127.

• The time-of-flight (TOF) selection criterion

To distinguish between one-crossing-electron events from external background and two-electron events from the source foil, the same TOF rejection criterion is applied that was used in the NEMO 2 experiment [58]. It is based on the comparison between the measured (ΔT_{meas}) and the calculated (ΔT_{cal}) time differences of the scintillator hits. A single electron crosses the detector in a time $(\Delta T_{cal})_{ext}$ and two electrons emitted from the source foil lead to a calculated TOF equal to $(\Delta T_{cal})_{int}$.

Fig. 3.128 represents $(\Delta T_{meas} - \Delta T_{cal})_{int}$ (for internal hypothesis) vs $(\Delta T_{meas} - \Delta T_{cal})_{ext}$ (for external hypothesis) for selected two track events (except TOF criterium) from ^{100}Mo foils. The two-electron events coming from the source foil are centered around $(\Delta T_{meas} - \Delta T_{cal})_{int} \sim 0$ ns whereas the one-crossing-electron events have $(\Delta T_{meas} - \Delta T_{cal})_{int} \sim \pm 5$ ns for the internal background hypothesis. The calculated TOFs are based on the particle energy deposits in the scintillator counters. Thus, in the case of a through-going electron the calculation of $(\Delta T_{meas} - \Delta T_{cal})_{int}$ relies on a wrong estimate of the time (calculated from a hypothesis using the energy) of one of the tracks and results in a large (around 5 ns) positive or negative value for the TOF as it can be observed in Fig. 3.128, which shows well-separated bumps.

3.3.4.4 Counter stability

Using the survey system with laser light described in Section 3.2.6, the counter stability of the counters is checked daily. It permits to survey the gain stability of each ADC and TDC associated to the signals coming from the 1940 counters. Typical energy spectra obtained during the same laser run for a counter are shown respectively in Fig. 3.129 and 3.130 : a laser light spectrum and the corresponding conversion electron spectrum, which come from ^{207}Bi decays sources put in the associated reference counter. For each counter, the stability corrections are calculated using the absolute calibration obtained with sources as a reference and laser spectra. These corrections take into account any variation of the laser, which is monitored by reference PMTs. This variation measurement is determined by comparing the laser peak position and the 976 keV peak position from the ^{207}Bi for the six reference counters (see Section 3.2.6.7).

It has been shown from the energy study [92] that for few PMTs, there is a drop of gain after the introduction of the calibration sources. It is explained by the usual low counting rate situation for the PMTs, which need an high counting rate (coming from sources) to reach stability. This effect is very well controlled and taken into account using laser runs carried each two hours during the energy calibration periods.

An example of a long term (one month) survey of the energy correction parameter (e_{corr}) for one counter is shown in Fig. 3.131. This stable behaviour with gain variations of around $\pm 1\%$ is consistent with 90% of the counters with 5" PMTs and 96% with 3" PMTs. Individuals attenuators will soon be changed to improve this stability for all the PMTs. These corrections are stored in the database and used with $\beta\beta$ runs to calculate particle energies. In case laser survey give different e_{corr} values than the absolute calibrations for one PMT, a new correction called "retro-correction" is calculated and stored in the database [81].

A PMT status is defined for each of the NEMO 3 counters, after analysis of the calibration results coming from the database. If there is no problem, the PMT status is 1. All PMT quality flags, which are used for calorimeter data analysis, are summarized in Fig. 3.132 [81].

3.3.5 Run status

A run status code has also been developed concerning data collection since February 2003. The status, put in the NEMO 3 database, was defined to help comparing different analyses. If there is no problem, the run status is 1 and corresponds to a good run for $\beta\beta$ analysis. A bad run has a status 0. Other status values are given in Table 3.55, both with the associated problem which has been encountered. Four remarks have to be done :

- In case of status equal to 0, run has not to be used for $\beta\beta$ analysis.

- The code 10^5 (ventillation OFF, high radon rate) is difficult to define. Thus it has been decided to add in the database for each run the real radon rate inside the detector measured with the NEMO 3 data from ($e^- \alpha N\gamma$) channel.

- It is possible to use for analysis the runs, which have a status 10 or a status 10^2 , with the condition to switch off the same PMTs or Geiger cells in associated Monte-Carlo simulations.

- Run with code 10^6 can be used if its analysis is carried out without the use of laser corrections.

| Run status | Type of problems |
|-----------------|--|
| 0 | Bad run - Do not use for $\beta\beta$ analysis |
| 1 | No problem - Good run for $\beta\beta$ analysis |
| 2 | Good run, but trigger number is not 25 |
| 10 | Some PMTs' HV boards or PMT acquisition crates are OFF |
| 10^2 | Some Geigers' HV boards or Geiger acquisition crates are OFF |
| 10^3 | Less than 24 hours after calibration runs |
| 10^4 | Less than 24 hours after general HV shutdown |
| 2×10^4 | Less than 24 hours after HV shutdown of one HV board |
| 10^5 | Ventilation OFF - High radon rate |
| 10^6 | No laser run for daily correction |
| 10^7 | Less than 24 hours after acquisition crates' shutdown or electronics' shutdown |
| 10^8 | Wrong HV value for some PMTs |
| 10^9 | Jump of PMT HV for some HV boards due to a noisy PMT (jump of acquisition rate or acquisition time-out) |

TAB. 3.55 – Run status associated with different types of calibration problems. Status 1 and 0 correspond respectively to good and bad runs for data analysis.

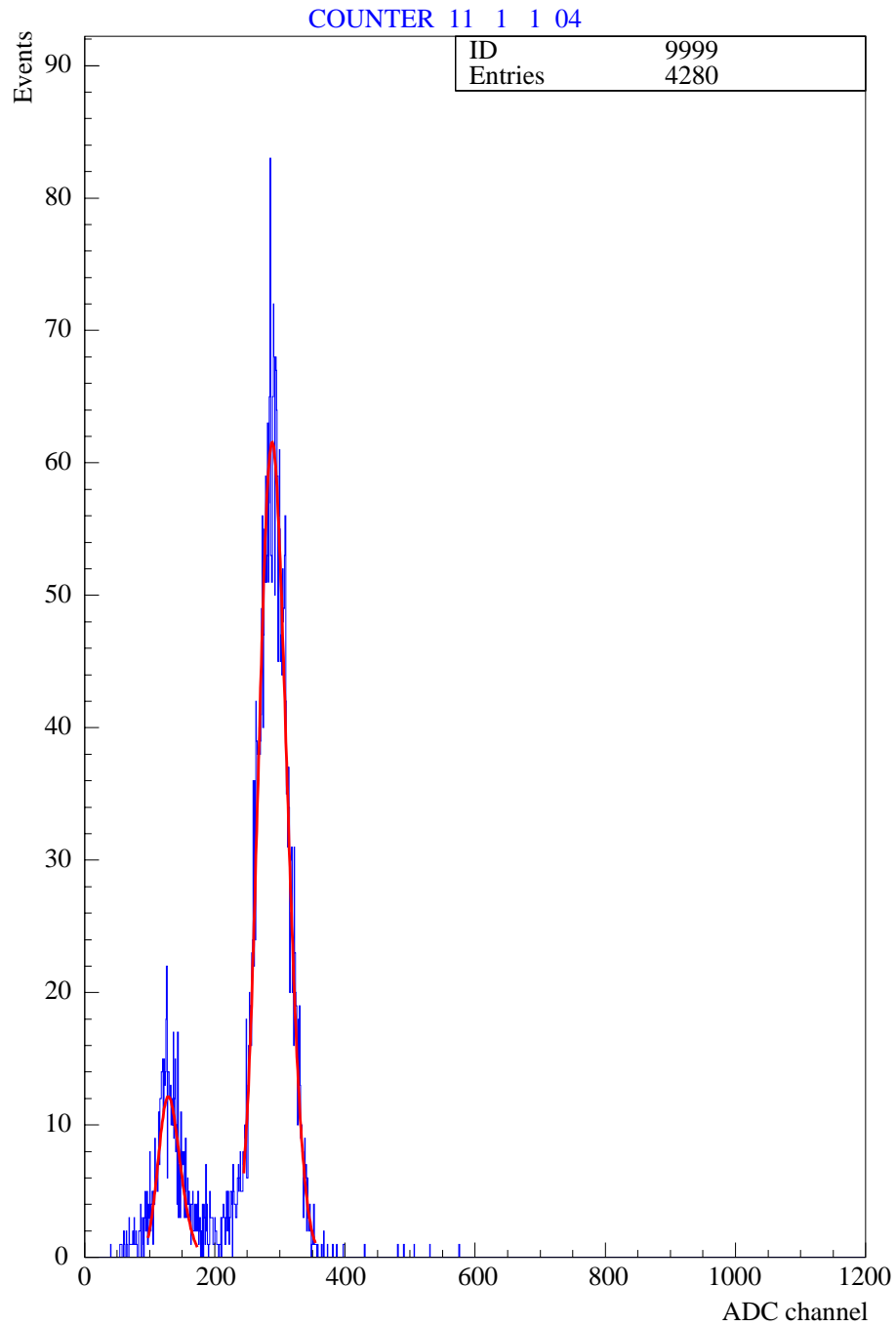


FIG. 3.119 – Spectral fit of the 482 keV and 976 keV conversion electron peaks coming from ^{207}Bi decays for one counter (~ 3 keV/channel).

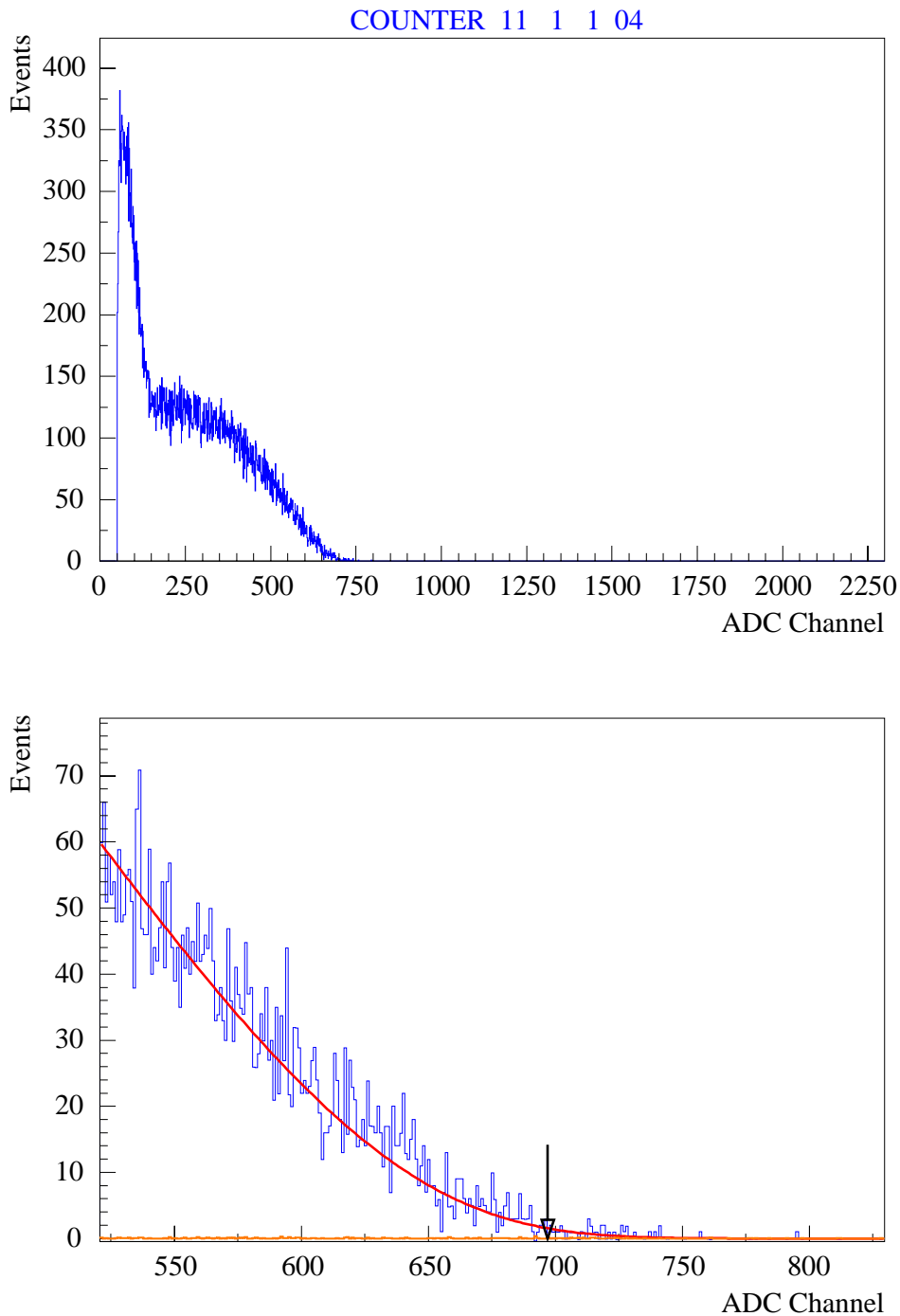


FIG. 3.120 – An example of beta-decay end-point adjustment (2.283 MeV) in the energy spectrum associated with ^{90}Sr calibration sources (~ 3 keV/channel). The top of the figure shows the full spectrum and the bottom shows the fit to the high-energy tail of the spectrum, which is made with a function describing the shape of a single β spectrum of ^{90}Y , convolved with the energy resolution function $\sigma(E)$ and taking into account the mean energy loss of the electrons.

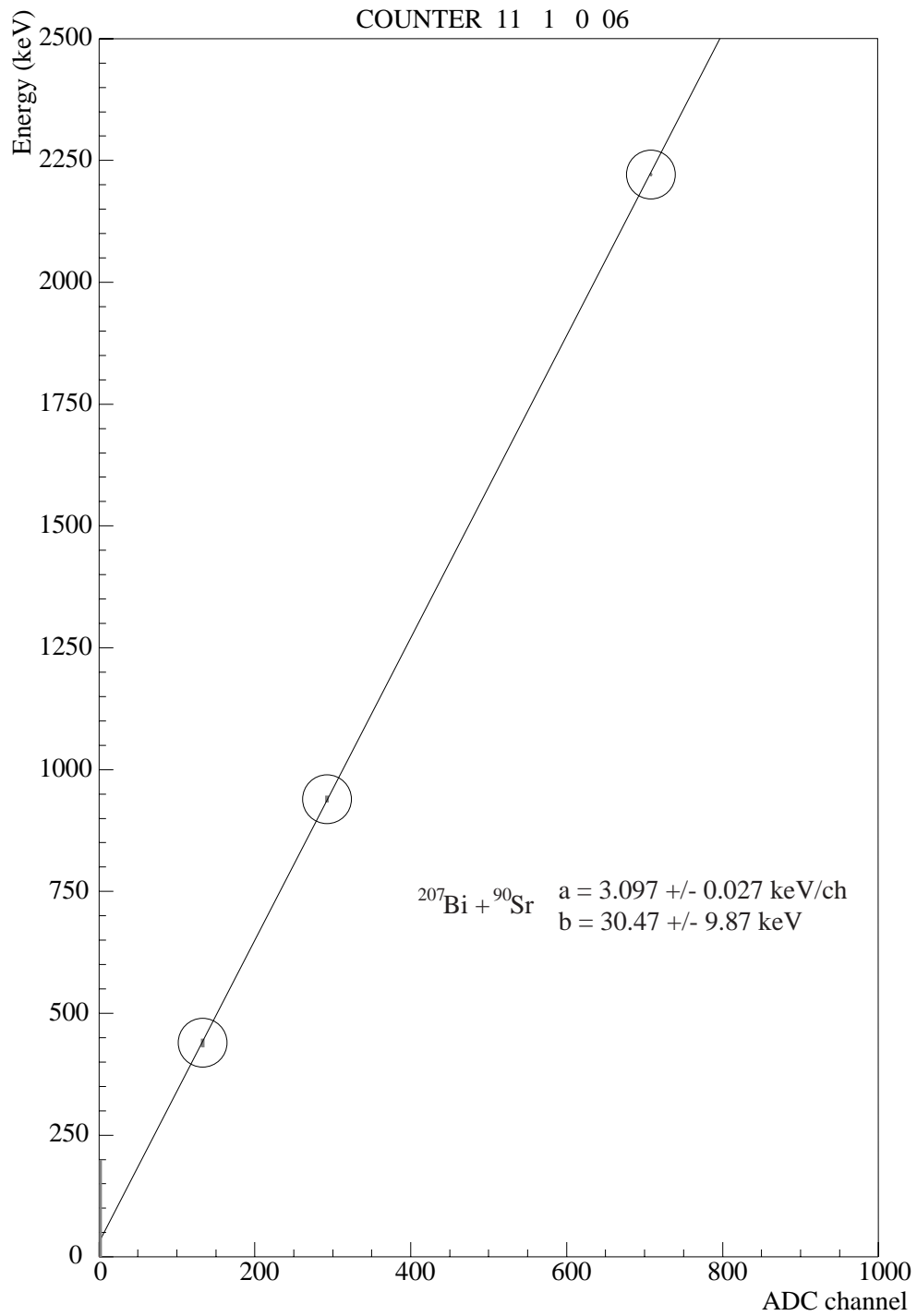


FIG. 3.121 – An example of the energy calibration using 3 points coming from ^{207}Bi and ^{90}Sr data. The calibration parameters (a and b) of the energy-channel relation are obtained this way for each counter ($\sim 3 \text{ keV/channel}$).

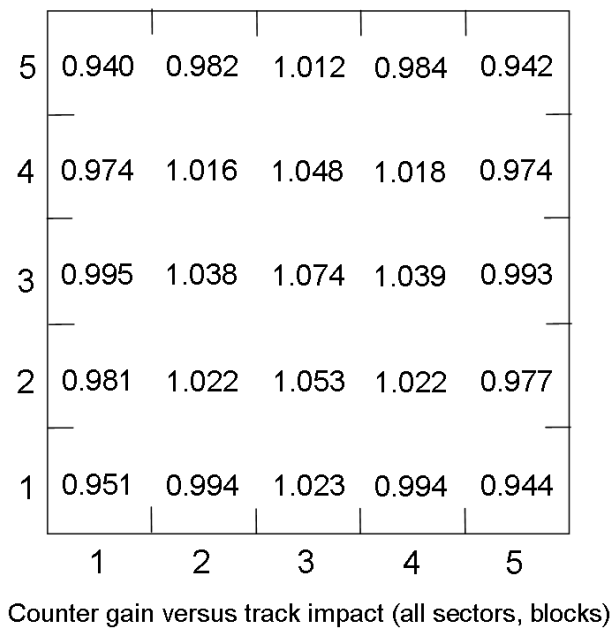


FIG. 3.122 – Counter gains' variations for the 25 different areas for all EC external blocks. The indicated values correspond to the correction factors to apply compare to a gain of 1. Variations are from 0.940 (value in the (1,5) area) to 1.074 (value in the (3,3) area).

2004/10/04 17.43

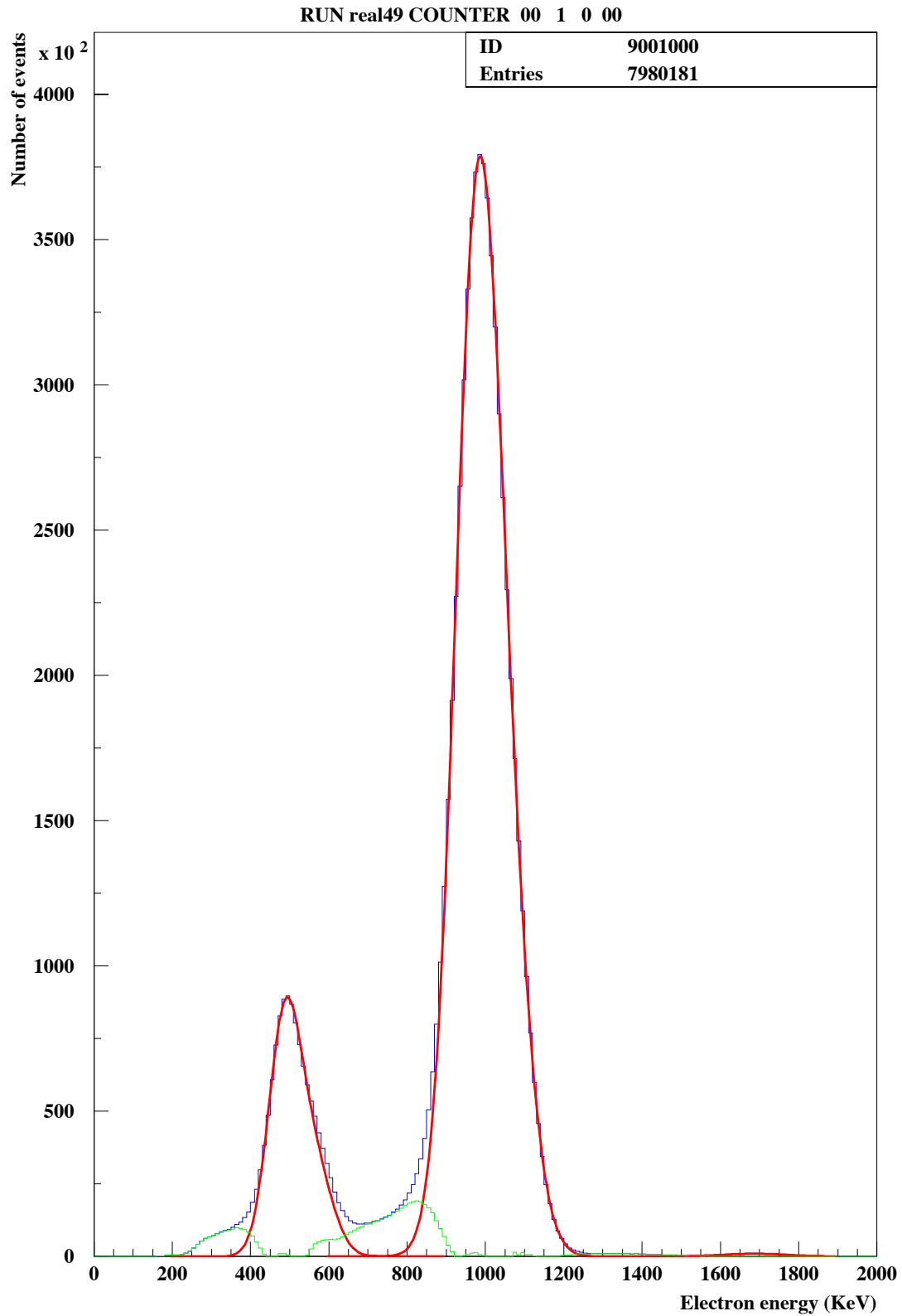


FIG. 3.123 – Spectral fit (in red) of the 482, 976 and 1682 keV conversion electrons coming from ^{207}Bi decays for one counter (~ 3 keV/channel) checked after the use of “super-corrections”. In green are the subtracted background spectra.

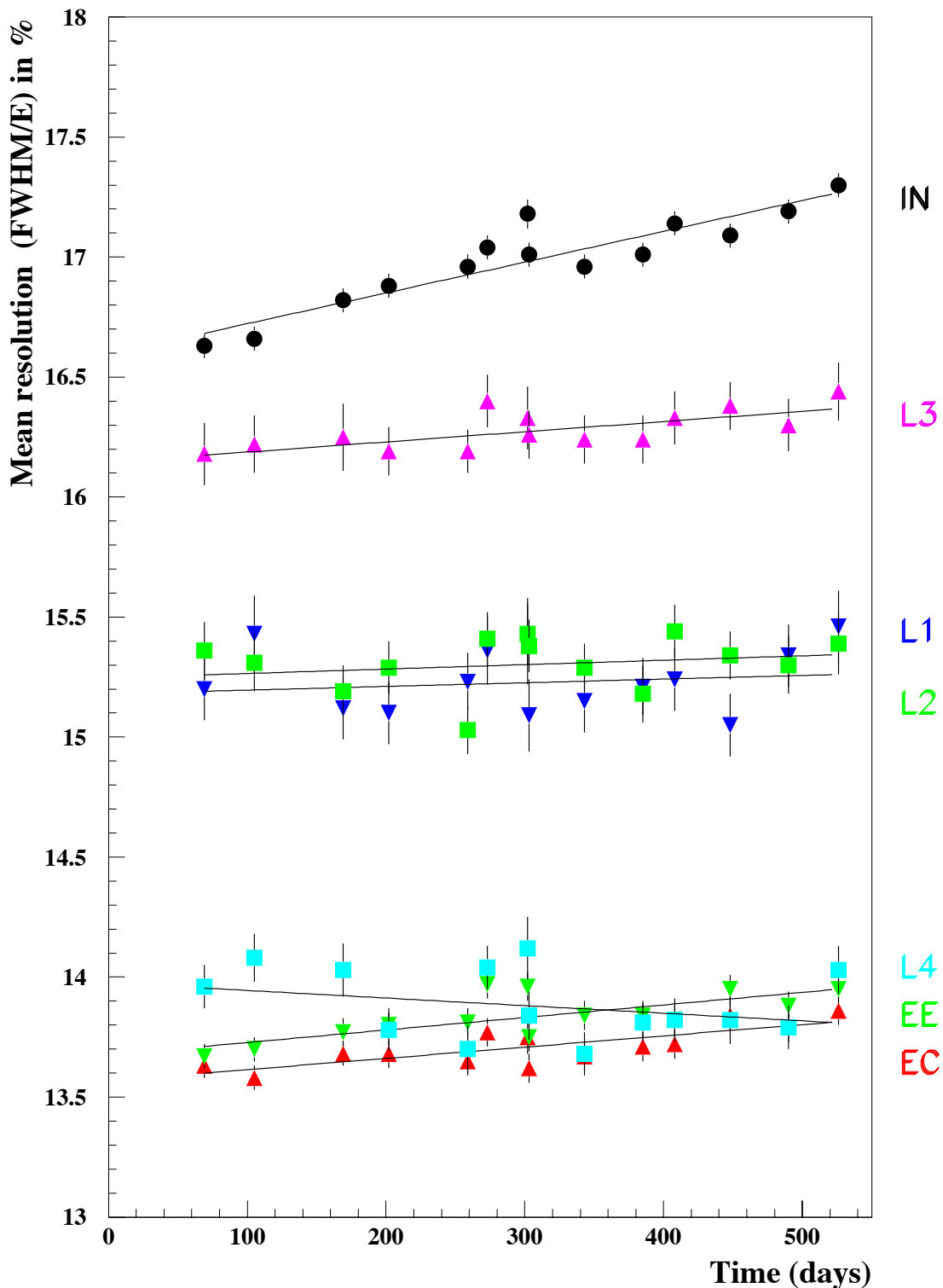


FIG. 3.124 – Energy resolutions (FWHM) in % as a function of time (in days) for the seven types of scintillator blocks. Except for IN blocks, which have a small increasing of their resolutions, all blocks have nearly stable resolutions values. This “aging” for IN blocks is not really understood seeing that scintillator production from Dubna, as glue, wrapping and mounting in CENBG are the same than for external EE and EC blocks, and concerning a possible PMT’s aging, L1, L2 and L3 blocks are also connected to 3” PMTs and no change is visible on their resolution values.

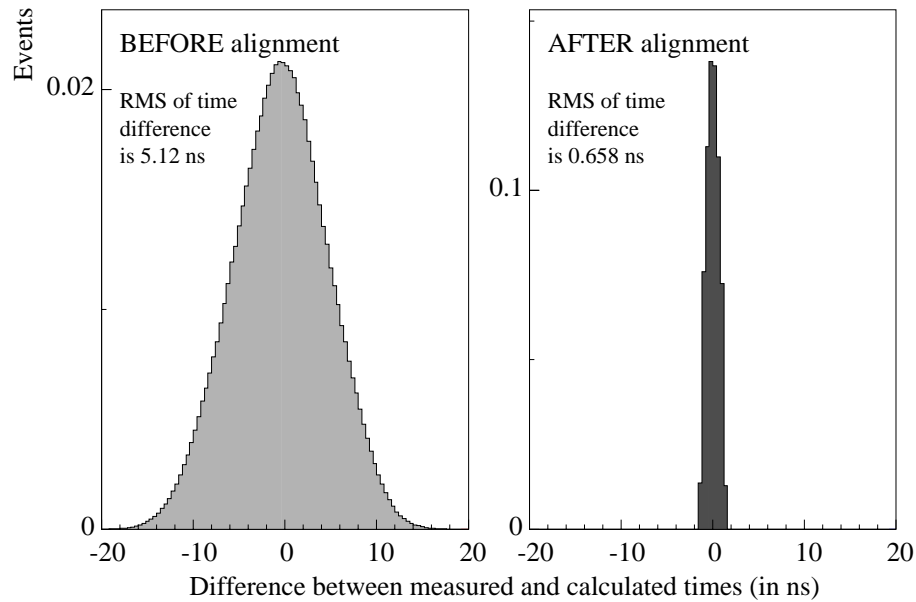


FIG. 3.125 – Distribution of the arrival time difference in the counters before and after alignment with ^{60}Co calibration sources. The distribution after alignment has an RMS of ~ 660 ps (obtained with two-gamma events).

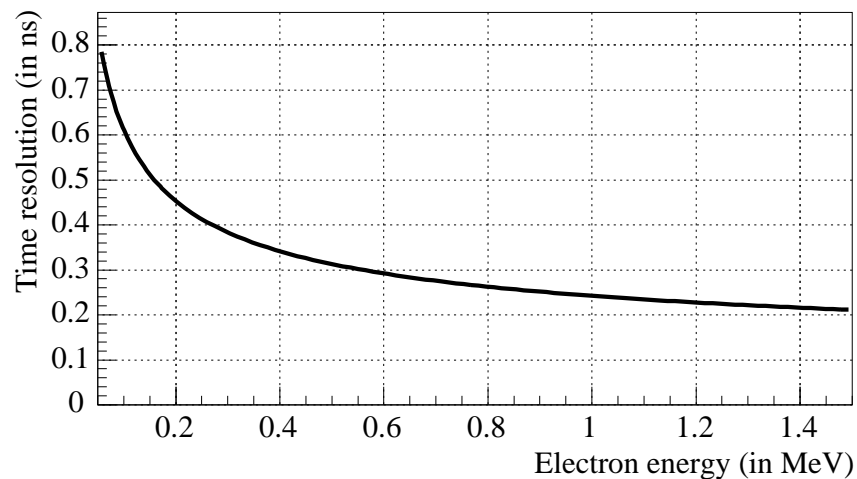


FIG. 3.126 – Time resolution (in ns) as a function of the electron energy (in MeV), obtained with two-electron events.

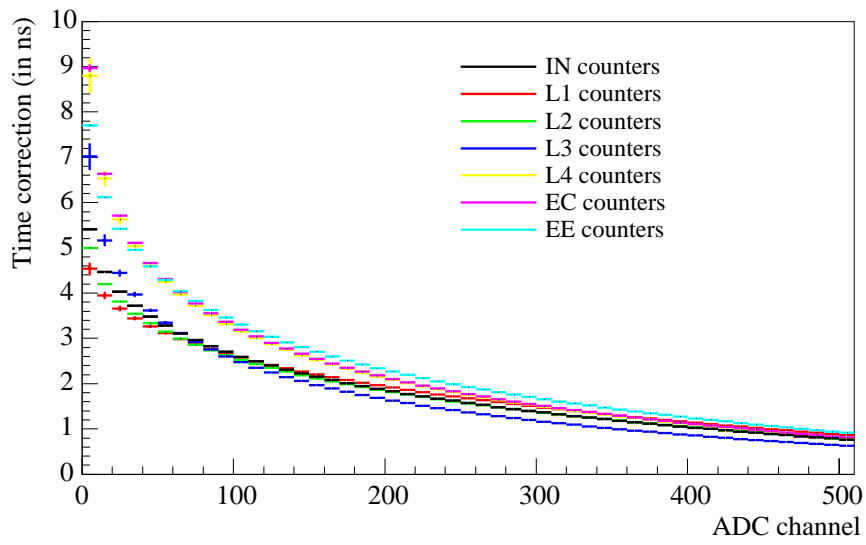


FIG. 3.127 – Time correction (in ns) as a function of the ADC channel for different types of counters (~ 3 keV/channel).

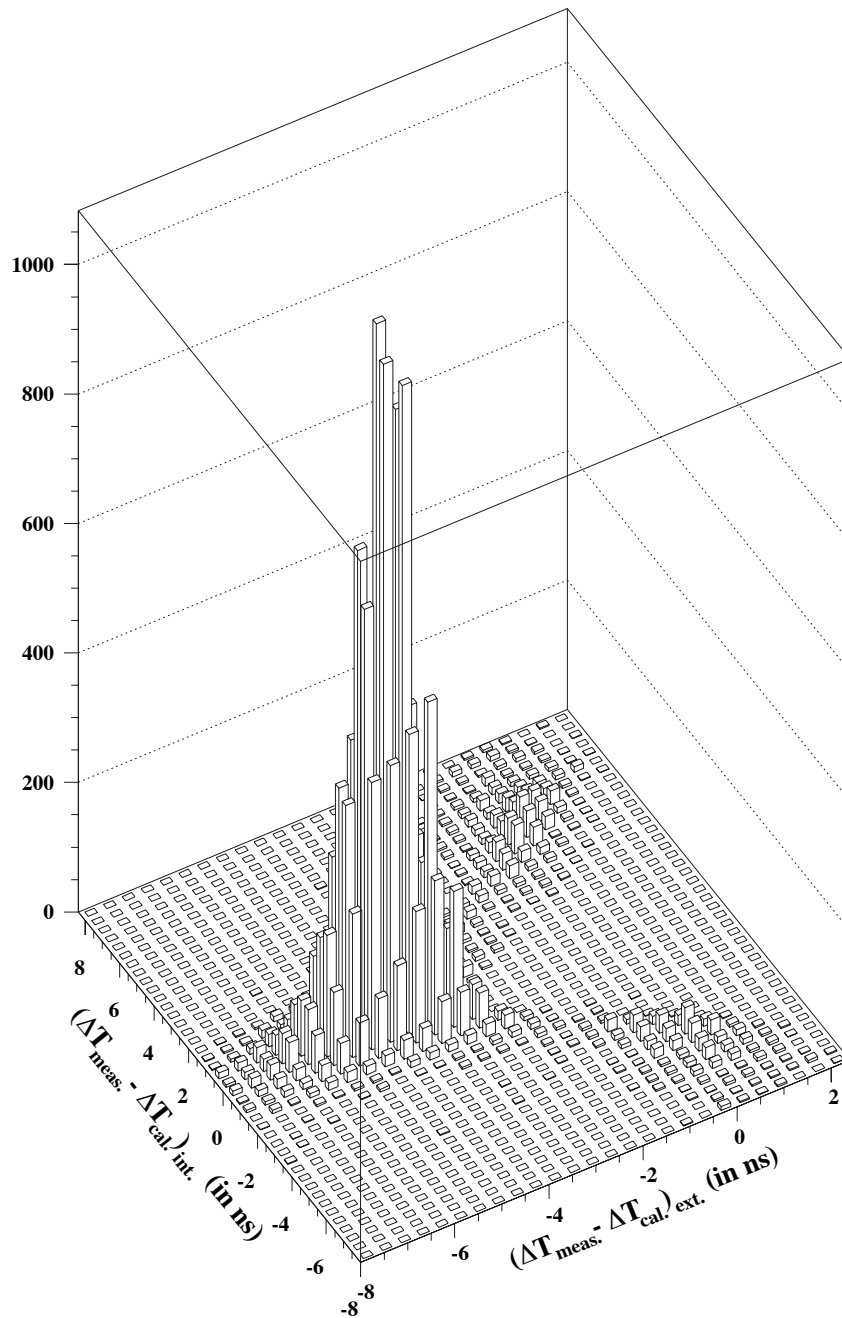


FIG. 3.128 – $(\Delta T_{meas} - \Delta T_{cal})_{int}$ vs $(\Delta T_{meas} - \Delta T_{cal})_{ext}$ for two-track events from ^{100}Mo source foils. The events located in the highest peak along the line $(\Delta T_{meas} - \Delta T_{cal})_{int} = 0$ ns (internal hypothesis) are produced in the source foils; those present in the two secondary bumps on the line $(\Delta T_{meas} - \Delta T_{cal})_{ext} \sim 0$ ns (external hypothesis) result from electrons crossing the detector. See text for more details.

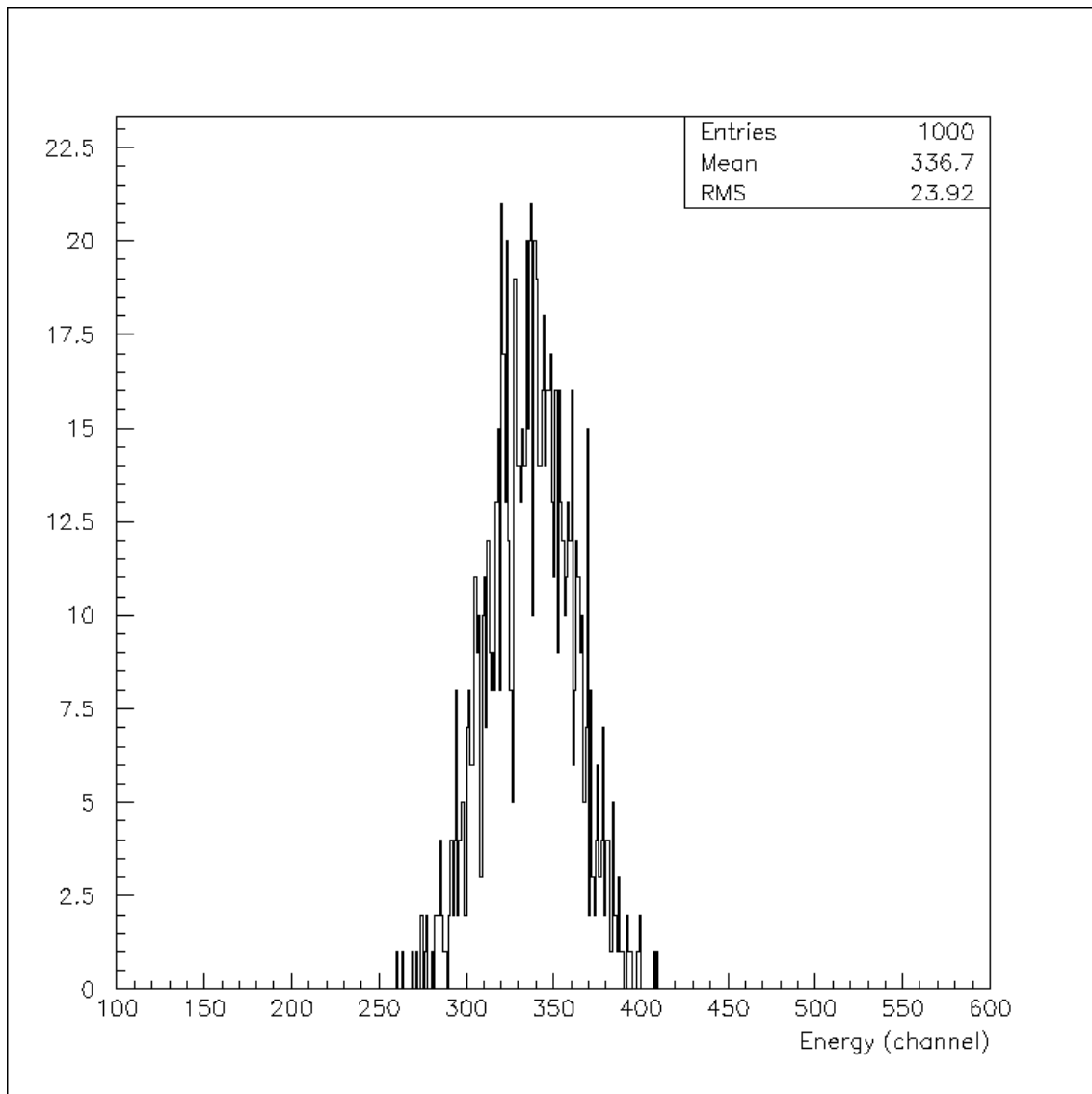


FIG. 3.129 – Typical laser spectrum for one counter.

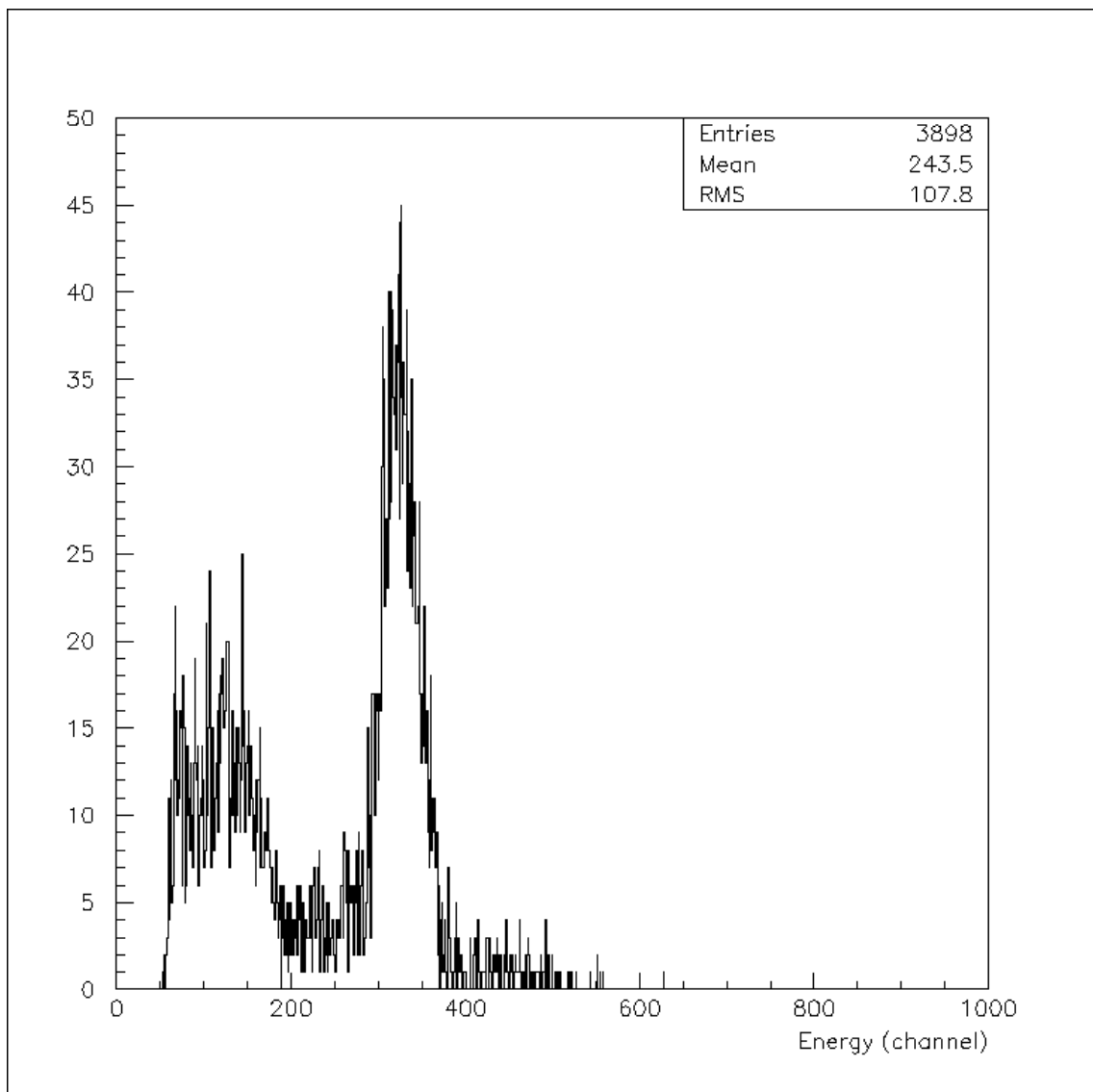


FIG. 3.130 – Typical electron energy spectrum obtained during the same laser run for one counter. Electrons are coming from ^{207}Bi decays sources put in the associated reference PMT.

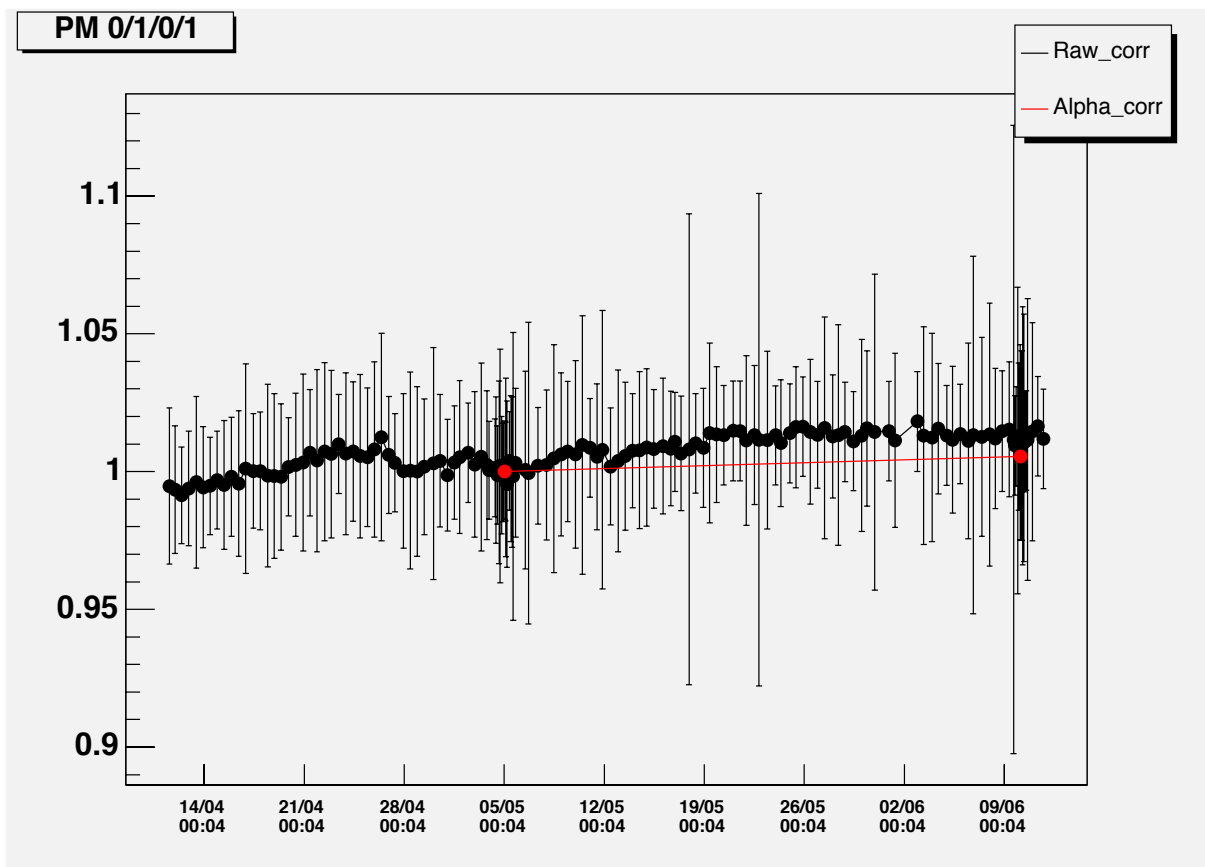


FIG. 3.131 – Sample of the long term (three months) stability for the energy correction parameter e_{corr} . Black points correspond to the calculated laser corrections and the two red points are the value obtained from absolute calibrations with ^{207}Bi sources [81].

“NEW” Quality flag : FLAG=T3-T2-T1-E3-E2-E1

FIRST NUMBER=X

1: GOOD PM

0: BAD PM

E2 (E spectrum) Flag on ADC

1 ADC<50

2 ADC>1000

3 $\sigma(\text{adc})/\text{adc}>2\%$

4 ADC<50 + $\delta(\text{adc})/\text{adc}>2\%$

5 ADC>1000 + $\delta(\text{adc})/\text{adc}>2\%$

E3 (E spectrum) Flag on ADC distribution

1 >1 count at 5sigma

2 asymetrie (>0.5 or <-0.5)

3 asymetrie (>0.5 or <-0.5) + >1 count > 5 sigma

4 bad E chi2

5 bad E chi2 + >1 count at 5sigma

6 bad E chi2 + asymetrie

7 bad E chi2 + >1 count at 5sigma + asymetrie

T2 (TDC spectrum) Flag on TDC

1 if tdc<1000

2 if tdc>3000

3 if $\sigma(\text{tdc})>10$

4 tdc<1000 + $\sigma(\text{tdc})>10$

5 tdc>3000 + $\sigma(\text{tdc})>10$

E1 (E spectrum) Flag on Entries

1 no entries in E spectrum

2 bad number of entries

3 underflow

4 overflow

5 bad entries+ underflow

6 bad entries+ overflow

7 underflow+overflow

9 under+over+bad number of entries

T1 (TDC spectrum) Flag on entries

1 no entries in tdc spectrum

2 bad number of entries

3 underflow

4 overflow

5 bad entries+ underflow

6 bad entries+ overflow

7 under+over

9 under+over+bad entries

T3 (TDC spectrum) Flag on distributions

1 > 5 counts at 5 sigma on TDC spectrum

2 asymetrie (>0.8 or <-0.8)

3 asymetrie (>0.8 or <-0.8) + >5 counts at 5 sigma

4 bad TDC chi2

5 bad TDC chi2 + >5 counts at 5sigma

6 bad TDC chi2 + asymetrie

7 bad TDC chi2 + >5 counts at 5sigma + asymetrie

FIG. 3.132 – Summary of the PMT flags used for calorimeter data analysis.

3.4 The radon background

3.4.1 Background studies and effects on the $\beta\beta 0\nu$ analysis for ^{100}Mo

3.4.1.1 Summary of the background studies with the NEMO 3 detector

As explained in Section 3.1.3, a great advantage of the NEMO 3 detector is its ability to measure the different backgrounds by detecting electrons, positrons, γ -rays and delayed α -particles in any combination with different multiplicities. Measurement values and results from this Section are those presented in Neutrino 2004 conference by the NEMO collaboration [104].

Concerning external backgrounds, contributions from ^{214}Bi , ^{208}Tl , neutrons and gammas have to be studied.

- Concerning external backgrounds from ^{214}Bi and ^{208}Tl , mainly originated from PMTs, analysis is performed in searching for (e^-, γ) external events. Results are presented in Table 3.56 and show a good agreement with similar measurements from HPGe detectors (see Table 3.42 in Section 3.2.9 for comparison).
- For neutrons and high-energy γ -rays, analysis consists to search for (e^-, e^-) events with an energy sum $E_1 + E_2 > 4$ MeV. Only two events have been found after one year of data collection (with $E_1 + E_2$ respectively equal to 4.253 MeV (26 March 2003) and 6.361 MeV (8 November 2003)). Another analysis with one-crossing electron events from Am-Be neutron source is presented in Section 3.3.1.2.

Concerning internal backgrounds, in addition to unavoidable background from $\beta\beta 2\nu$ -tail which depends on the half-life of the process, other background contributions to the $\beta\beta 0\nu$ mode are ^{208}Tl (located in the source foil) and ^{214}Bi (on the foil surface or close to it in the gas) originated from the ^{222}Rn decay chain.

- To estimate the ^{208}Tl contamination in the source foils, events with one electron and two or three γ -rays are selected (see Fig. 3.101 in Section 3.3.2.2 for an example of event from $(e^-\gamma\gamma\gamma)$ channel). The TOF and high-energy cuts for electron and photon(s) are used to isolate ^{208}Tl events from other backgrounds. The ^{208}Tl activities in composite and metallic foils of ^{100}Mo were found to be 115 ± 13 and 92 ± 18 $\mu\text{Bq/kg}$, respectively (90% C.L.). One can notice here that ^{208}Tl internal contamination of 92 ± 18 $\mu\text{Bq/kg}$ was also measured for ^{82}Se source foils. These results are of the same order as the best limits or measurements obtained with HPGe detectors (see Table 3.40 in Section 3.2.2.6). The accuracy of these activities will be improved with additional data (results from Ref. [104] concern analysis of 260 days of data collection) and also after radon reduction (see next Sections).
- Estimation of the ^{214}Bi internal contamination in the source foils is done using events initiated with one-electron track followed by one-alpha track made of delayed Geiger hits with a common vertex on the foil [110]. The associated analysis channel is called $(e^-\alpha N\gamma)$ channel (with $N \geq 0$). It appeared that most of the ^{214}Bi decays came from the decay of **radon** ^{222}Rn inside the tracking chamber, which is due to a low level of diffusion inside the detector from the laboratory air, which has an activity level of ~ 20 Bq/m^3 (as shown in Section 3.4.1.2).

It has also been established that the radon penetrated in the detector by diffusion through the joint in RTV glue between sectors[111]. Fig. 3.133 presents this analysis, for $(e^-\alpha N\gamma)$ events coming from ^{222}Rn deposited on the source foil surface or in the tracking detector gas volume (supposing an uniform radon deposition on the wires). As a result of this analysis, around 200 counts per hour were measured. It has been shown that the radon which enters

the detector is mainly deposited on the wires and leads to a total radon activity of ~ 0.95 Bq (mean value between February 2003 and September 2004) in the gas volume of the tracking chamber, that means around $20\text{-}30$ mBq/m³.

Note that the NEMO 3 trigger rate is also correlated to the radon level inside the detector. There are two contributions, the first one coming from radon present in the air inside the shields and producing decays by Compton effect in scintillators, the second one, which has a delay of around 2.6 days (see Section 3.4.2.4), coming from radon leaking into the gas volume of the tracking chamber, producing $\beta\gamma$ events from ²¹⁴Pb and ²¹⁴Bi decays. From mid-February 2003 to May 2004, the NEMO 3 trigger rate was between 6.9 Hz and 7.8 Hz. In conclusion, at this analysis level, it was impossible to check specifications on the internal ²¹⁴Bi contamination of the source foils ($< 300\mu\text{Bq/kg}$ for ¹⁰⁰Mo) with the NEMO 3 detector because the dominant background is clearly the radon in the gas.

| Isotope | Activity (in Bq) from (e^- , γ) |
|--------------------------|--|
| ²⁰⁸ Tl (PMTs) | ~ 40 |
| ²¹⁴ Bi (PMTs) | 302 |
| ⁴⁰ K (PMTs) | ~ 2040 |

TAB. 3.56 – External background activity measurements obtained with (e^- , γ) external events' analysis. Note that ²¹⁴Bi activity value is fixed at its result value from HPGe measurement.

3.4.1.2 Development of a high-sensitivity radon detector

• Principle of the radon detector

In order to measure the radon level in the NEMO 3 detector with an independent method, two identical high-sensitivity radon detectors, which are electrostatic collection units, were built by our Japanese collaborator with the same design as those used for the SuperKamiokande experiment [105]. The principle of radon detection which is used in these detectors is the electrostatic collection of the positively charged daughter nuclei of ²²²Rn (for example, 90% of ²¹⁸Po daughter atoms tend to become positively charged). Thus the radon detector collects these daughter nuclei in the gas using an electrostatic field. Energy measurement of the alpha ray is carried out with a PIN photodiode.

Fig. 3.134 shows a schematic view of the radon detector. It consists of a cylindrical stainless steel vessel, a PIN photodiode, a high-voltage divider and amplifier circuit, and a feed through. A negative high-voltage of -1500 V is supplied to the p-layer of the photodiode. The vessel is grounded. Then, an electric field is produced in the vessel. The daughter nuclei which ionized positively are collected on the surface of the photodiode, then the energy of alpha decays are measured.

The dimensions of the stainless steel vessel are 50 cm in diameter and 35 cm in height. The volume is 68.7 l. In order to achieve a low background level, the inside of the vessel is electropolished. The PIN photodiode, which is a Hamamatsu Photonics S3204-06-SP with passivation finish, is electrically isolated from the vessel with an acrylic plate and a ceramic feed through.

The glass cover plate is removed to measure the energy of α -particles. The detection area, sensitive thickness, and capacity are $16\text{ mm} \times 16\text{ mm}$, $500\ \mu\text{m}$, and 80 pF , respectively. A typical energy spectrum in LSM air is shown in Fig. 3.136. In order to measure radon activity, only the ²¹⁴Po peak ($E_\alpha = 7.7\text{ MeV}$) is used because that energy region has fewer noise events, no other

Radon events in the $e^- \alpha$ channel

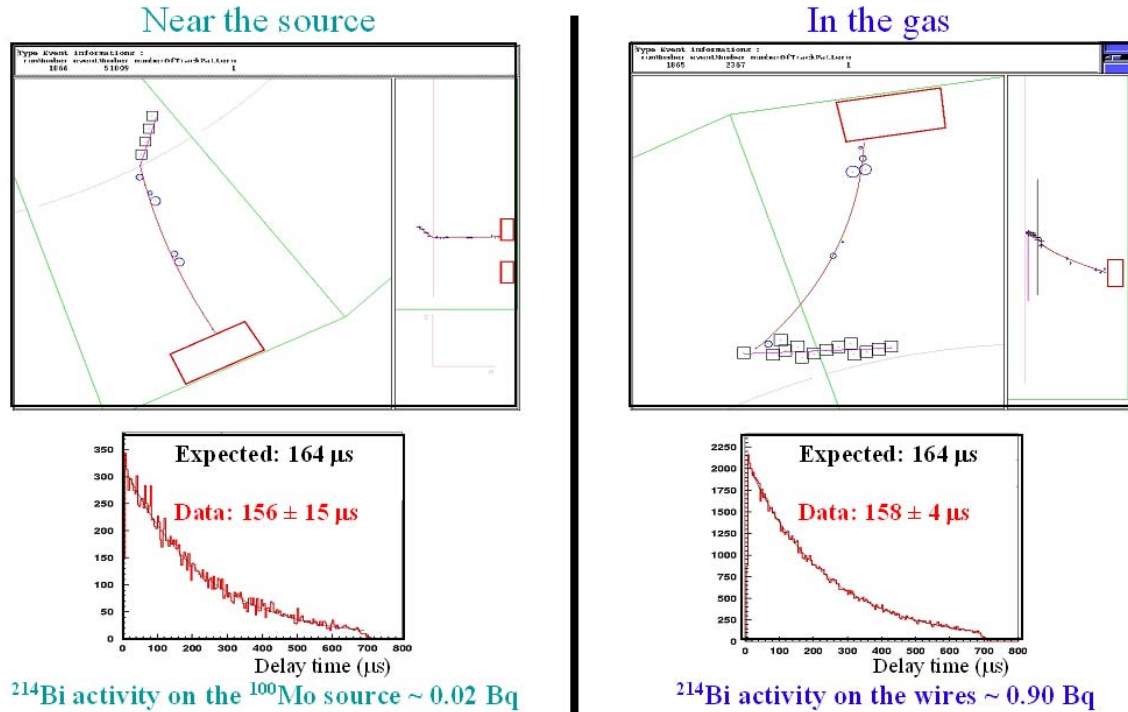


FIG. 3.133 – Study of events coming from radon decays using ($e^- \alpha N\gamma$) channel. Comparison is done between events near the source foils (left part) and events in the gas, which correspond to a ^{214}Bi activity on the cells' wires (right part). Measurement of decay periods for these events, which is nearly $164 \mu\text{s}$, ensure the correspondance with ^{214}Bi decays. As a result of this analysis, the radon which enters the detector by diffusion is mainly deposited on the wires and leads to an activity of $\sim 0.9 \text{ Bq}$ in the gas volume of the tracking chamber, that means around $20\text{-}30 \text{ mBq/m}^3$.

alpha peak overlapped, and it has a higher energy collection efficiency than ^{218}Po . This is due to the fact that some of the ^{218}Po ions are collected on the PIN photodiode surface, so ^{214}Po daughter ions have an higher probability to be detected.

Concerning the two radon detectors, one is called “NEMO” and the second is called “Ge”, because the first one was used mainly for measurements of radon inside NEMO 3 (at the gas input or output) and the second one was used in a first period in the HPGe detectors' room [112]. The “NEMO” radon detector had some hardware problems but its functioning is good since July 2004. Absolute calibration is not realized for this detector. There is just an estimation of the calibration from SuperKamiokande measurements.

The “Ge” radon detector has a good functioning (except a gain drift since October 2004). Since end of June 2004, peak measurements are realized every three hours, which is enough for decay constants' measurements and for the number of measured counts. From calibration of this detector, 1250 counts in 3 h corresponds to 10 Bq/m^3 .

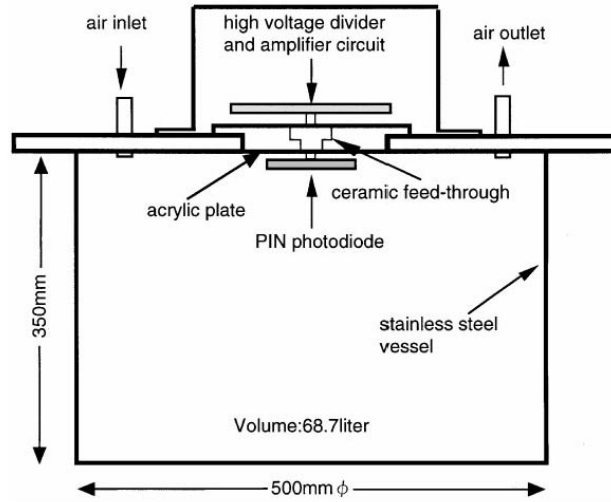


FIG. 3.134 – A schematic view of the high-sensitivity radon detector.

There are difference between calibrations of the two detectors for the same level of radon

$$\frac{NEMO}{Ge} \sim 1.4 \quad (3.34)$$

which produce some difficulties to compare measurements from the two detectors. Thus results presented in this report are given when all associated measurements has been realized with the same radon detector.

- **Measurements of the radon present in the air laboratory**

In the LSM, air in the laboratory renewed two times per hour with fresh air from the tunnel ventilation system. Thus the radon activity in the laboratory air is due to both the radon activity in fresh air and the radon outgasing in the laboratory [112].

This radon rate is extremely variable, depending on the period of the day and of the week, and it is strongly correlated to the tunnel ventilation. Measurements realized between May and July 2004 using the two radon detectors showed the radon activity in the laboratory was $\sim 18 \text{ Bq/m}^3$ in average, that means around 7 Bq/m^3 higher than the radon activity in fresh air, which was $\sim 11 \text{ Bq/m}^3$ in average.

- **Measurements of the radon present in the gas coming from the NEMO 3 detector**

In a mixture gas of helium with 4% of ethyl alcohol, the energy collection efficiencies of the radon detectors are divided by a factor 10 for ^{218}Po and a factor 3 for ^{214}Po respectively compare to measurements in pure helium. This is an another reason for using only ^{214}Po peak ($E_\alpha = 7.7 \text{ MeV}$) to measure radon activity. Addition of argon and water in the NEMO 3 gas mixture did not change these efficiencies.

One of the radon detectors was used for measurements at the NEMO 3 detector's gas inlet and outlet in 2002 and 2003. No significant level of radon was found at the exit of the gas system, before the NEMO 3 detector gas input (around 2 counts/day, which is the background level).



FIG. 3.135 – Picture of one radon detector.

Nevertheless, around 15-20 counts/day were found at the gas exit of the detector, corresponding to a radon activity inside NEMO 3 of 20 mBq/m^3 , which confirmed the need of a radon purification facility.

3.4.1.3 Effects of the backgrounds on the $\beta\beta 0\nu$ window

• Two-electron events' selection

Using energy and time calibrations presented in Section 3.3.4, associated to track reconstruction as defined in Section 3.3.3.3, the criteria used to define a two-electron event are finally :

- Two tracks, each with curvature associated with negative charge
- Two fired PMT, each with energy greater than 200 keV
- Geometrical association between the fired PMT and the reconstructed track
- Common vertex for the two tracks, for both $\Delta R\phi$ and ΔZ
- TOF corresponding to the internal hypothesis to ensure external event rejection
- No other isolated PMT to reject presence of γ -ray
- No delayed track or delayed hit near the two-electron vertex, for ^{214}Bi rejection.

With these defined criteria the number of real two-electron events is one each 2.5 minutes.

• Backgrounds in the $\beta\beta 0\nu$ energy window

Using background studies as explained in Section 3.4.1.1, the number of expected events in the $\beta\beta 0\nu$ energy window, between 2.8 and 3.2 MeV for ^{100}Mo and ^{82}Se , is summarized below for each type of backgrounds.

- Concerning external ^{214}Bi and ^{208}Tl , the expected number of $\beta\beta 0\nu$ -like events is negligible, $\lesssim 10^{-3} \text{ counts.kg}^{-1}.\text{yr}^{-1}$ in the [2.8 - 3.2] MeV window.

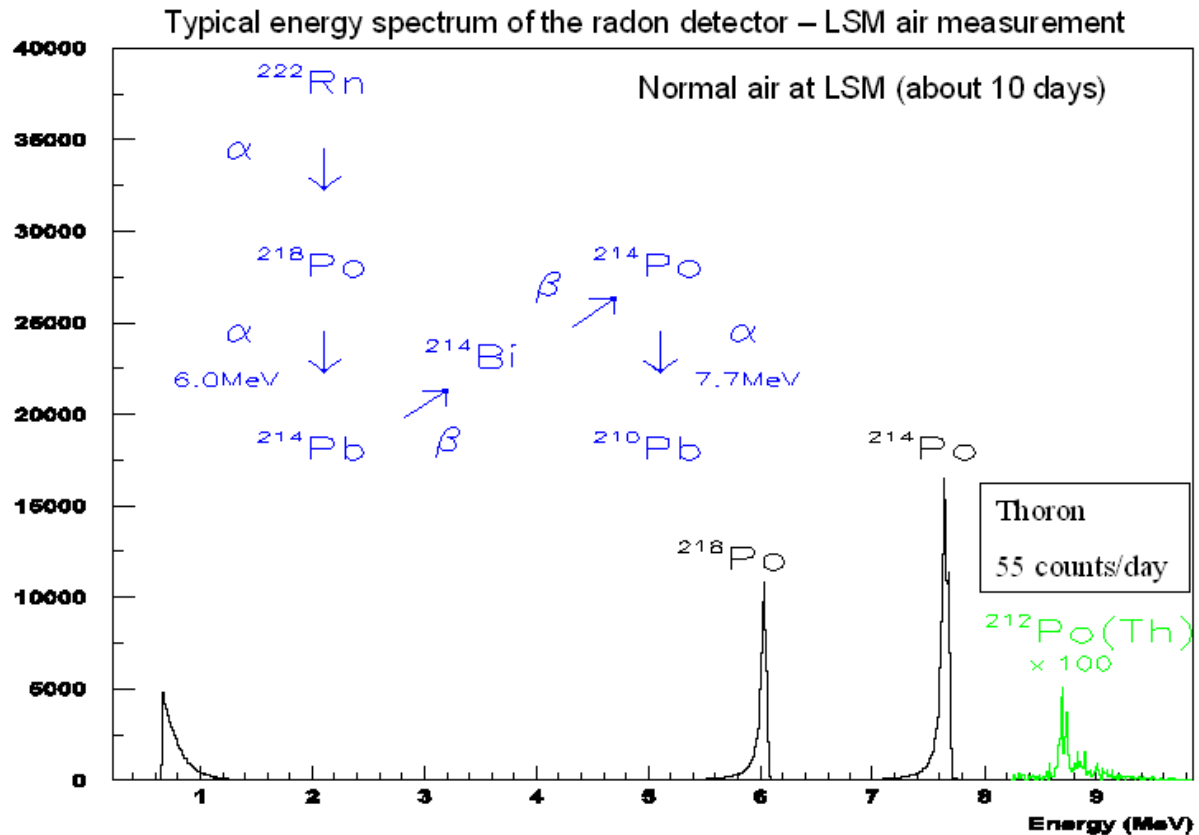


FIG. 3.136 – Typical energy spectrum for alpha particles from radon and thoron daughter products measured for normal air at LSM during 10 days using one of the radon detectors. Alpha peaks of 6.6 and 7 MeV corresponding respectively to ^{218}Po and ^{214}Po decays from radon are clearly seen in this figure. For comparison, amplitude of the alpha peak associated ^{212}Po decays from thoron is multiplied by a factor of 100.

- External backgrounds from neutrons and high-energy γ -rays are also negligible, producing $\lesssim 0.05$ counts. $\text{kg}^{-1}.\text{yr}^{-1}$ in the [2.8 - 3.2] MeV window (see also Section 3.3.1.2).
- Impurities from ^{208}Tl inside the ^{100}Mo source foils give an expected number of $\beta\beta 0\nu$ -like events of ~ 0.1 counts. $\text{kg}^{-1}.\text{yr}^{-1}$ in the $\beta\beta 0\nu$ energy window.
- The expected level of background due to the tail of the $\beta\beta 2\nu$ spectrum in the [2.8 - 3.2] MeV window is ~ 0.3 counts. $\text{kg}^{-1}.\text{yr}^{-1}$.
- Finally, concerning the dominant background which is the radon present inside the tracking chamber of the NEMO 3 detector, remember that two measurements were performed, the first one with the dedicated radon detector using gas at the outlet of the NEMO 3 detector, and the second one using NEMO 3 analysis of the $(e^- \alpha N\gamma)$ channel (with $N \geq 0$). Both measurements are in agreement and gave a typical value for the ^{222}Rn activity of $\sim 20 - 30$ mBq/ m^3 inside NEMO 3, but it has been demonstrated that analysis of $(e^- \alpha N\gamma)$ channel is the most sensitive method to measure the radon activity inside the NEMO 3 detector. This value corresponds to an expected level of background of ~ 1 count. $\text{kg}^{-1}.\text{yr}^{-1}$

in the $\beta\beta\nu$ energy window. That means the radon is clearly the dominant background, with a factor ~ 10 too high to reach the expected $\beta\beta\nu$ sensitivity. To reduce this radon level, the NEMO collaboration decided to build a radon-free air installation.

Finally, in the energy window [2.8 ; 3.2] MeV, the expected background was 7.0 ± 1.7 after 265 days of data collection and 8 events have been observed for ^{100}Mo [104]. Thus the data are in agreement with the radon simulation.

3.4.2 Radon purification facility for NEMO 3

As explained above, it is needed to remove the radon inside the detector by at least a factor 10. Analysis have shown that radon enters the detector by diffusion through the joint in RTV glue between sectors and is coming from the air of the laboratory, which contains radon at a level of $\sim 20 \text{ Bq/m}^3$. The diffusion through RTV already produces a radon reduction by a factor $\sim 500 - 750$ as the level of radon measured in the gas of the detector is $20 - 30 \text{ mBq/m}^3$. The chosen solution to avoid this radon contamination inside the detector is to install an airtight tent which fully encloses the NEMO 3 detector with an internal atmosphere purified in radon at a level one hundred times lower than the air of the laboratory. To obtain this free-radon air, a radon-reduction system is needed. The choice has been made to build a radon trapping facility using charcoal providing a continuous flow of air with a level of radon less than 0.2 Bq/m^3 . In this purpose it has been studied the type of trapping for radon and the feasibility of a full scale radon purification factory, based on the system developed for the SuperKamiokande experiment [106].

3.4.2.1 The airtight tent

In the beginning of 2003, the NEMO collaboration decided to build an airtight tent to fully enclose the whole detector and electronics in order to allow the entrance of only the free-radon air from the facility, as well to isolate the detector from laboratory's air.

Before the installation, the laboratory ground was covered with low radioactivity Epoxy paint.

The tent has a metallic structure in steel covered with ten facets. The first floor of the tent is composed of aluminium and plexiglas windows. The second floor is covered with double sheets of polyethylene, $200 \mu\text{m}$ thick, which allow the pumping between the two sheets. The roof is made of iron plates with eight outlets which contain filters and 200 mm of active charcoal each to avoid air-back (see Fig. 3.137).

3.4.2.2 Influence of helium in PMTs

Helium migrates into the PMTs through their glass, affecting their performances. Moreover, the radon purification facility and especially the airtight tent have increased helium concentration in PMTs⁶⁴. Thus, a study has been realized [107] to check what helium concentration was tolerable for five years of data collection.

Using for helium pressure in air $5.2 \times 10^{-6} P_{atm}$ and in the worst case scenario, a NEMO 3 PMT exposure to helium of $5 \times 10^{-4} P_{atm}$ during five years of data collection correspond to the same behavior than a PMT exposure during 22 hours in pure He. Other experiments studies [108] showed helium takes 30-50 days to migrate through the glass. The method chosen by the collaboration to check the influence of helium was to put a PMT in pure helium for 22 h and

⁶⁴The increasing factor was at most ten before the opening of the tent's doors and it is now a factor three in average

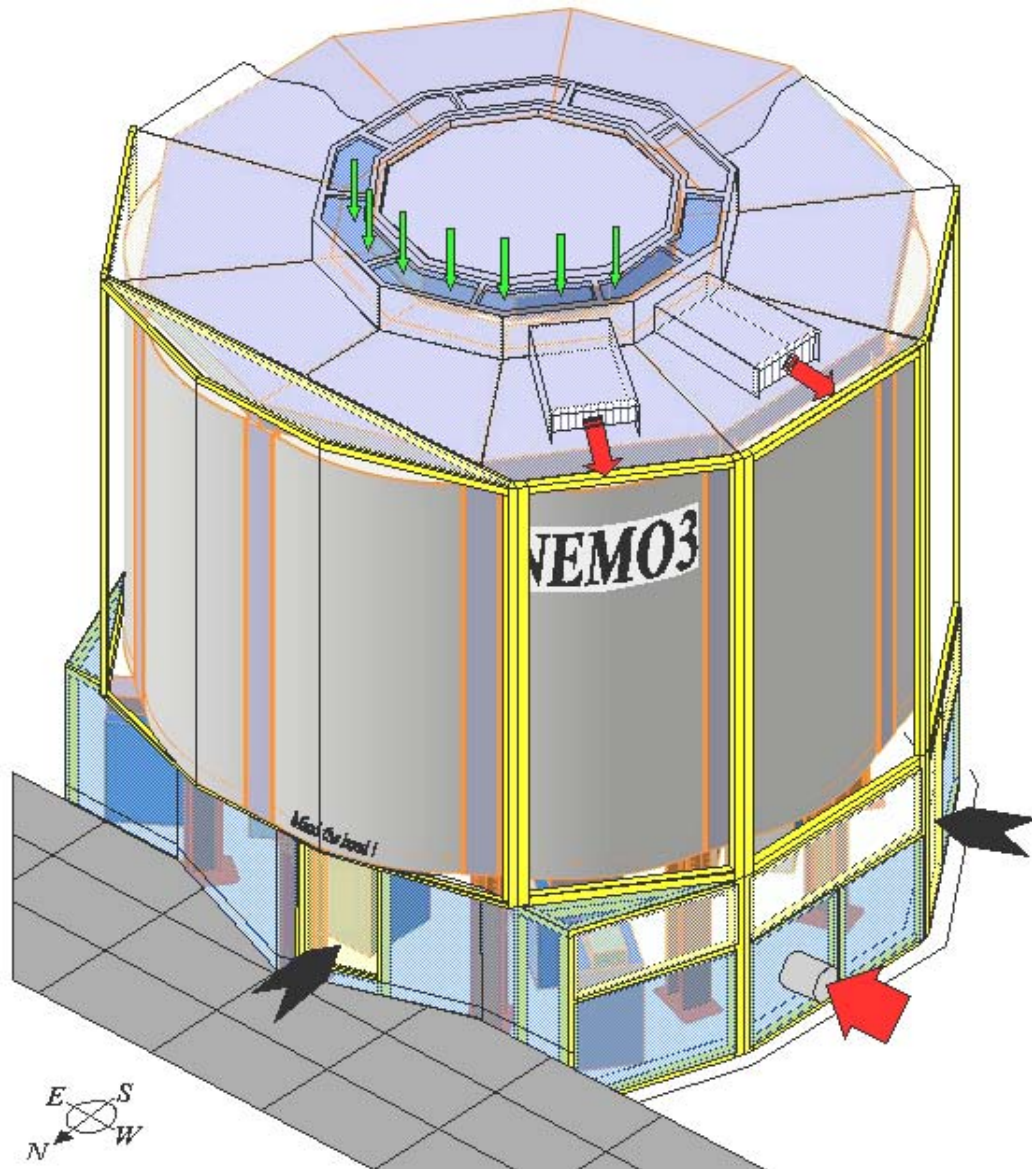


FIG. 3.137 – A schematic view of the airtight tent surrounding the NEMO 3 detector. Note that the lower part of the tent, which enclosed the electronics, is now removed to avoid radon degassing from electronics. Also the radon-free air is sent inside the tent by the iron roof and finally the outlets are now closed.

to monitor its response for a few months to see possible variations of quantum efficiency, gain, afterpulsing and energy resolution. All these tests were realized by UCL collaborators [107].

The PMT used for this study is a NEMO 3-like 5" one with scintillator, at $HV = 1450$ V. Signals from a ^{60}Co radioactive source were obtained via NIM/CAMAC based DAQ. Afterpulses were studied with a digital oscilloscope and found to be 3-4% due to accidentals (see an example in Fig. 3.138).

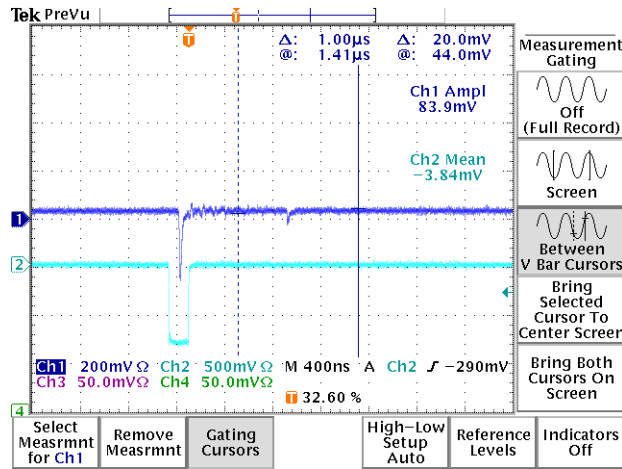


FIG. 3.138 – Example of afterpulse signal as measured with digital oscilloscope.

The 5" PMT was put in immersion in pure helium the 5 August 2003, removed after 22 hours and monitored since. For this report, the last measurement used was done in November 2004, that means 416 days after immersion.

An example of afterpulse signal 216 days after immersion is given in Fig 3.139. After 465 days, the afterpulsing rate is stabilized at 80-85%, as it can be shown in Fig. 3.140, which presents evolution of afterpulses' rate as a function of time.

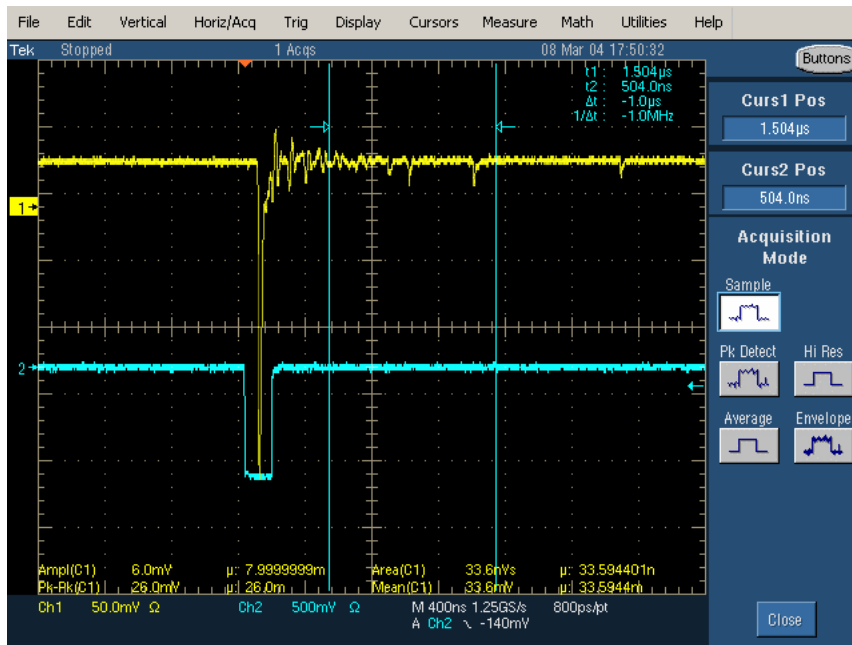


FIG. 3.139 – Afterpulses 216 days after immersion.

In conclusion of these measurements during 465 days after immersion during 22 hours in pure helium, there is no significant effect on ^{60}Co spectra (see Fig. 3.141) obtained after discriminator's

threshold correction, which allows to check 1% (absolute) resolution effects from Helium. Thus there is no significant change in more than one year of monitoring. There is no apparent change in gain nor in $QE_{timesCE}$ (for both 165 and 70 ns integrating windows). Afterpulses' spectrum looks like widened pedestal and there are in average four afterpulses per signal, with amplitude around 20-40 keV, which may cause higher single trigger rates.

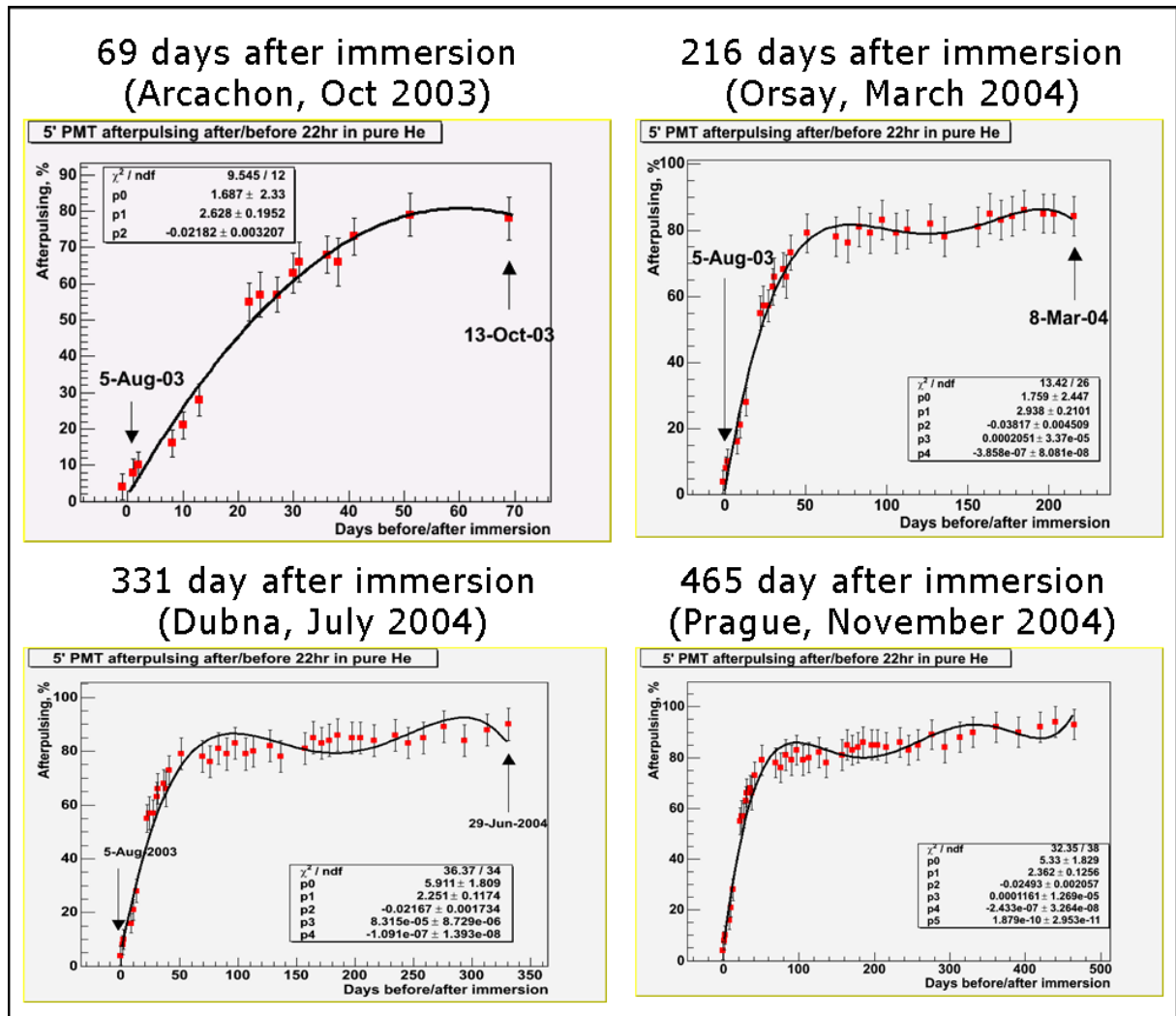


FIG. 3.140 – Evolution of the afterpulsing rate : results are given for respectively 69, 216, 331 and 465 days after immersion. There is a stabilization at $\sim 90\%$.

The next tests to do are to repeat this test in a mixture containing 70% of air and 30% of He with a new 5" PMT and to check afterpulsing in LSM for comparison with laboratory results. First tests with a 3" Hamamatsu PMT in November 2004 showed afterpulsing rate at around 40% before immersion in helium. Thus a new 3" Hamamatsu PMT is needed to check this afterpulsing rate and conclude if it is connected to a bad PMT or due to a normal behavior for this type of 3" PMTs.

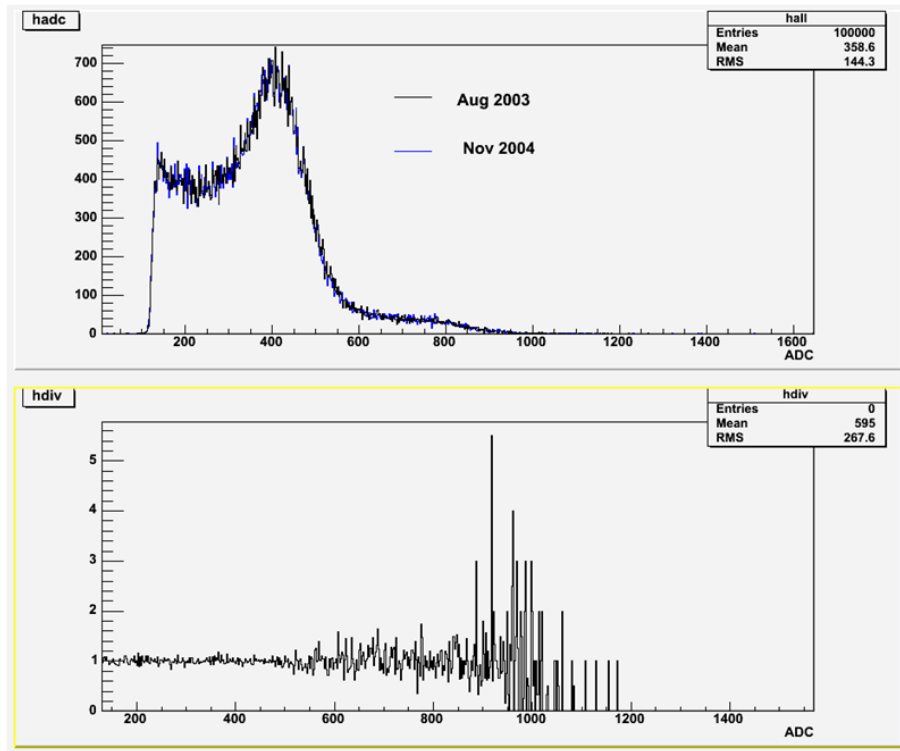


FIG. 3.141 – Comparison between ^{60}Co spectra before immersion and after 465 days. The agreement is always very good.

3.4.2.3 The radon trapping facility [113]

- Principle of radon trapping

Radon trapping is basically done as for other atoms or molecules by using a charcoal trapping (see Fig. 3.142).

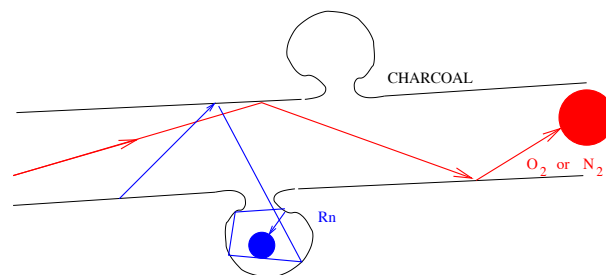


FIG. 3.142 – Principle of radon trapping using charcoal.

Many parameters are involved in the action of charcoal but the one currently under control is the charcoal temperature inside the gas flow. In order to characterize each charcoal and to choose the most efficient a test bench developed at Neuchâtel University [109] was performed (see Fig. 3.143). It used a gas flow of nitrogen with flux and temperatures controls, for which the concentration of radon was done by a calibrated radium source of low activity (to avoid

saturation effects). A sample of charcoal was placed as a trap in the flux and the level of radon was measured at the exit of the trap. After stabilization, the charcoal was removed and placed on a germanium detector in order to measure the trapped radon activity, which gave the radon trapping factor for each charcoal sample. Measurements were done for various temperatures of the charcoal. The K -factor, in m^3/kg , is the adsorption coefficient of activated charcoal and is defined as the ratio of the activity of radon trapped in the charcoal (in Bq/kg) over the activity of radon in the gas flow (in Bq/m^3). Higher is the K -factor, better is the charcoal capability for radon trapping.

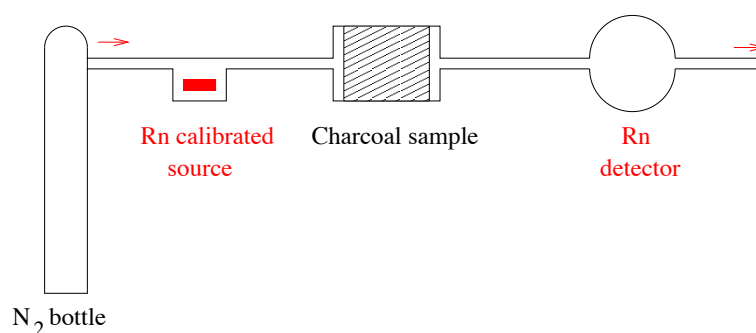


FIG. 3.143 – Principle of the method used to measure the K -factor.

• Study of the K -factor with temperature

The K -factor depends on charcoal type, temperature and pressure. Measurements of various types of charcoal have been realized to find the best one. Table 3.57 gives the results for two different types of charcoal for various temperatures between room temperature and commercial low temperatures. For the temperature choice, one has to note that it is very expensive to decrease the temperature below -55°C because it needs a new technology with a different coolant.

| Gaz temperature and charcoal conditions | K -factor ($\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$) | σ_K ($\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$) |
|--|--|---|
| <i>Pl</i> + 20°C N_2 gas | 4.25 | 0.41 |
| <i>Pl</i> + 0°C N_2 gas | 12.1 | 3.6 |
| <i>Za</i> + 20°C N_2 gas | 3.01 | 0.69 |
| <i>Za</i> + 0°C N_2 gas | 7.89 | 0.90 |
| <i>Za</i> + -40°C N_2 gas | 65.36 | 9.70 |
| <i>Za</i> + -50°C N_2 gas | 110.54 | 16.58 |
| <i>Za</i> + -60°C N_2 gas | 302.27 | 43.76 |

TAB. 3.57 – Variation of the K -factor with temperature for two charcoal samples (where *Pl* is “Dr Pleisch” charcoal and *Za* is “Zander France - NC35” charcoal).

• Measurements of various types of charcoal

The reduction of radon concentration obeys a law in $\exp(-\tau_R/\tau_{decay})$, where τ_{decay} is the radon lifetime equal to 132 hours and τ_R is the radon retention time in charcoal, which is related

to the K -factor by the formula :

$$\tau_R = \frac{K \times M}{F}$$

where τ_R is in hour and K in m^3/kg . Here M is the charcoal mass in kg and F is the gas flux in m^3/h . For a reduction of radon activity by a factor 100, an order of magnitude higher than the factor 10 required for NEMO 3 the retention time must be 26 days (radon period is 3.8 days and a factor 100 corresponds to 7 periods)⁶⁵. Various charcoal types were compared at a temperature of -40°C with N_2 gas. Results of these measurements are given in Table 3.58.

| Charcoal type | K -factor ($\text{m}^3.\text{kg}^{-1}$) | σ_K ($\text{m}^3.\text{kg}^{-1}$) |
|--|--|---|
| Czech SC44 21278 grinded 0.5-2 mm | 46.47 | 6.15 |
| Czech Silcarbon C46 grinded 0.5-2 mm | 95.20 | 11.85 |
| Czech Chemviron F30470 grinded 0.5-2 mm | 103.66 | 12.95 |
| Dr Pleish (new sample) | 60.70 | 12.77 |
| Czech Silcarbon K847 (new sample) | 66.32 | 13.55 |
| Sil 40 grinded 0.5-2 mm (new sample) | 52.91 | 11.05 |
| Czech Silcarbon K48 grinded 0.5-2 mm (sample number 283) | 141.31 | 25.62 |
| Czech Silcarbon K48 grinded 0.5-2 mm (sample number 403) | 134.72 | 28.51 |

TAB. 3.58 – Comparison between several types of charcoal at -40°C with N_2 gas.

The radon trapping properties clearly depend on the charcoal choice. Among the various tested charcoal the Czech Silcarbon K48 was the best one. Two measurements were performed with two different samples of K48 charcoal (see the two last lines in Table 3.58) and similar results were obtained demonstrating the good stability of this product. With an operating temperature of -50°C for the K48 charcoal and a maximal variation of $\pm 5^\circ\text{C}$, the expected K -factor is approximately 250, which is sufficient to obtain a one hundred radon attenuation factor.

• **Measurement of radon degassing of molecular sieves and zeolite**

Using a radon trapping at freezing temperature, it is necessary to remove water present in the gas flow at a level below the dew point. To reach -50°C for the ultimate temperature of the charcoal, the dew point of air must be at -70°C (20 degrees lower). This value is technically possible using industrial trapping with molecular sieves, which unfortunately are zeolite type. Thus the residual radioactivity of these products can make them inappropriate for the NEMO 3 experiment, if their degassing itself is increasing the level of radon in the gas flow by more than a few 10%. A test bench was used to measure this parameter for various molecular sieves obtained from industrial dryer setups. The gas flow was pure nitrogen and the measurements were done after twenty hours of flushing. Note that it was much easier to measure the thoron activity (^{220}Rn , with a half-life of 55 seconds) than the radon one (^{222}Rn , with a half-life of 3.8 days).

These measurements have shown that radon lines were negligible ($< 2 \text{ Bq}/\text{m}^3$ before and after flushing) but thoron were not ($100 \pm 5 \text{ Bq}/\text{m}^3$ before flushing and 30 ± 2 after). Nevertheless, due to its short half-life, the thoron is not a damaging contributor to the NEMO 3 backgrounds. Thus it is appropriate to use these types of sieves for the radon purification system.

⁶⁵Note that the chosen reduction factor of 100 was one order of magnitude higher than the requested one but it was a safer choice than to build a facility with a reduction factor of only 10

- **Conclusions for the radon trapping facility**

As a result of these measurements, the choice was made to use -50°C as the charcoal temperature, with a maximal variation of $\pm 5^{\circ}\text{C}$. With one ton of Silcarbon K48 charcoal operating in this temperature range (-55 to -45°C) and a gas flow of $150\text{ m}^3/\text{h}$, an expected attenuation factor of 100 could be reached on the radon level of the air at the radon trapping facility exit. Moreover the contribution of molecular sieves in the dryer is not damaging to the radon level for this facility specifications. Finally the responsibility of this facility realization was given to the ATEKO company in Czech Republic.

The final specifications of the radon trapping facility are :

- Compressor from Atlas-Copco GA22 scrow type - $194\text{ Nm}^3/\text{h}$ at 25°C and 950 mbars - 10 bars - 28 kW at maximum value
- Filtration with oil separator ($0.03\ \mu\text{m}$) and dust separator ($0.1\ \mu\text{m}$)
- Air dryer from ZanderKen - $150\text{ m}^3/\text{h}$ - with a dew point at -70°C for 8.5 bars - 30°C at maximum value
- Cooling unit from Bitzer - 10 kW - Output air temperature at -50°C - $17.6\text{ m}^3/\text{h}$ at 8.5 bars
- Two adsorption columns, with internal diameter of 600 mm and 3 m high - insulator Aeroflex KKS with a temperature range $[-200^{\circ}\text{C}, +175^{\circ}\text{C}]$
- Charcoal : activated carbon K48 from Silcarbon Aktivkohle - $2 \times 500\text{ kg}$

The input and output air have a temperature of around 25 and 20°C respectively.

3.4.2.4 Installation of the radon trapping facility in the LSM

- **Installation of the airtight tent**

The installation of the airtight tent took place in the LSM between September 2003 and April 2004. After installation of the fire detection system, the tent was ready (see Fig. 3.144) in May. After only few hours with door closed, a very significant increase of the trigger rate was shown, probably due to internal radon degassing. There was also an increasing of the temperature which was dangerous for the electronics.

Thus, eight independent cooling systems were installed inside the tent. The doors were definitely closed only mid-July, after cooling improvements and flushing with fresh air instead of the laboratory air (there is a difference of around $7\text{ Bq}/\text{m}^3$ between their radon activities).

- **First measurements after airtight tent installation**

Using the two radon detectors, measurements were carried out. Remember that due to the different calibrations for “NEMO” and “Ge” radon detectors (see Eq. 3.34), it is not really obvious to compare radon measurements inside and outside the airtight tent using these two detectors.

Radon activity measurements inside the closed tent with fresh air gave a value of $\sim 16\text{ Bq}/\text{m}^3$ using radon detectors [112].

Using NEMO 3 analysis of the $(e^{-}\alpha N\gamma)$ channel (with $N \geq 0$) [110], the total radon activity inside NEMO 3 showed a small increasing after the airtight tent was closed, which was probably due to an internal radon degassing inside the tent. The NEMO 3 trigger rate also increased of around 0.3-0.4 Hz. The maximal value of total radon activity inside NEMO 3 was obtained in the beginning of August 2004, with a value of around 1.2 Bq.

- **Installation of the radon trapping system**



FIG. 3.144 – Picture of the airtight tent surrounding the NEMO 3 detector after its final installation in the LSM. As shown in this picture, the lower part of the tent which surrounded the electronics is now removed.

The principle of the radon trapping facility is shown in Fig. 3.145. The installation was tested in Czech Republic by NEMO collaborators from Prague and then transported to the LSM for the final installation in September 2004. A picture of the facility in the LSM is shown in Fig. 3.146.

The functioning of the radon trapping facility began October 4th 2004. After first tests, it was decided to use only one charcoal tank (AC1), with an air flux of 150 m³/h and a temperature of -57°C [113].

- **Measurements after radon facility installation**

After starting the radon trapping facility, radon-free air was measured during few hours at the exit of the system with radon detector. With a 15 Bq/m³ radon activity at the entrance

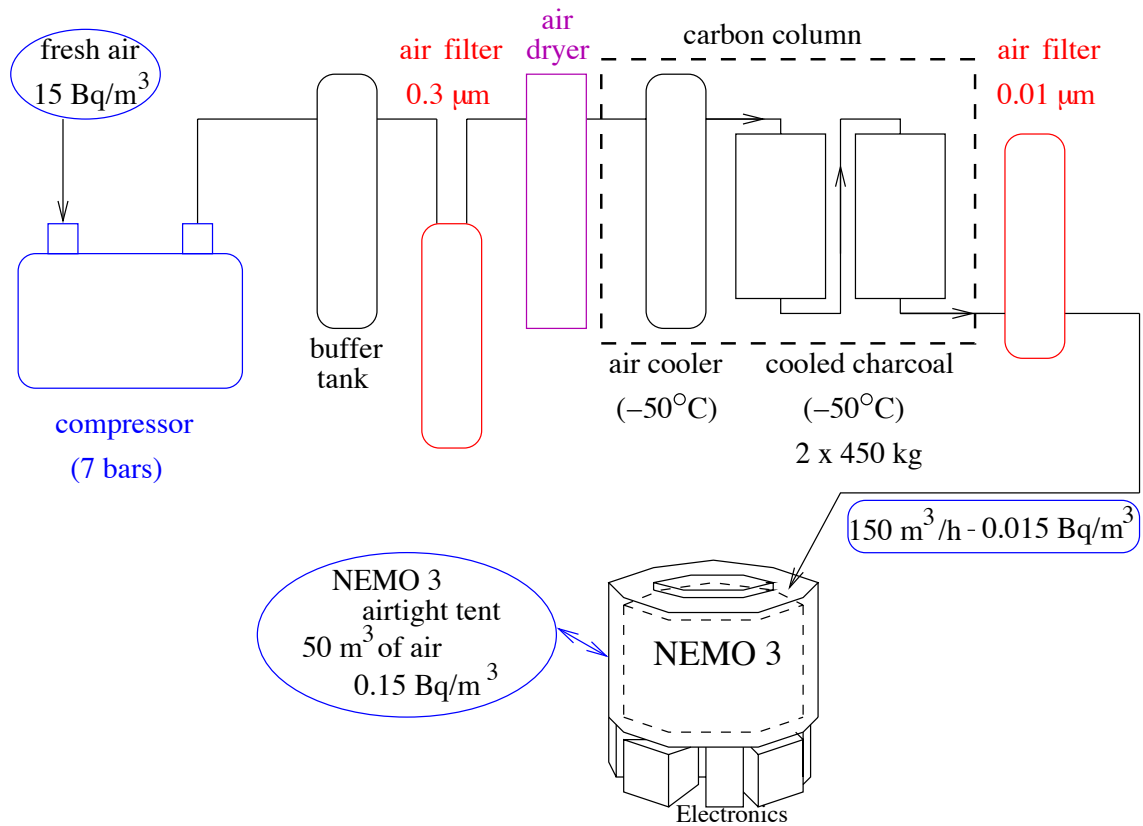


FIG. 3.145 – Principle of the radon trapping facility. As indicated on this figure, the radon-free air is now sent only to the upper part of the tent (from the top to the bottom) because there is a plastic separation between the lower acquisition and electronics' part and the upper detector's part (plastic sheets are put above electronics racks), to avoid radon degassing from the electronics.

of the facility, value at the output was found to be ~ 10 mBq/m³ measured with the radon detectors. Thus the expected performances of the radon trapping facility have been completely reached with only one tank [114].

Using NEMO 3 analysis of the ($e^- \alpha N \gamma$) channel (with $N \geq 0$), four different periods have been analysed since the starting of the radon trapping facility, to check the evolution of the radon activity inside NEMO 3 [110]. In the same time, radon activity was measured inside the airtight tent for comparison, using radon detector [112].

- In the beginning of October 2004, after that air flowing through charcoal has been sent inside the airtight tent surrounding the NEMO 3 detector, the radon value measured inside this tent passed from ~ 16 Bq/m³ to ~ 5 Bq/m³. The corresponding value of total radon activity, which was 0.95 Bq in average for the period mid-February to end of September 2004, became ~ 0.35 Bq inside the detector. The NEMO 3 trigger rate decreased to around 6.25 Hz.
- At the end of October 2004, a plastic sheet was put above the electronics to separate the lower part below the NEMO 3 detector from the detector itself, to avoid electronics degassing. In the same time, it was decided to put radon-free air input at the top of the



FIG. 3.146 – Picture of the radon trapping facility in the LSM.

- tent and its output at the bottom of the top (but above the plastic part). The radon value measured inside the airtight tent (upper part) and the corresponding value of total radon activity inside NEMO 3 became respectively $\sim 1.2 \text{ Bq/m}^3$ and $\sim 0.2 \text{ Bq}$.
- The third period, in the beginning of November 2004, was after the opening of the airtight tent doors, which was needed to avoid a too big increasing of the temperature dangerous for the electronics. Note it was not a problem for the radon inside NEMO 3 due to the separation between the lower part of the tent (with the doors) and the upper part surrounding the detector. Thus no increasing was observed, since the measured total radon activity inside NEMO 3 was always $\sim 0.2 \text{ Bq}$, and the validity of the separation was demonstrated. In the same time the ventilation of the electronics racks has been oriented toward outside (it was before oriented towards the detector).
 - Mid-November 2004, a new campaign to fill the holes in the plastic separation was carried out to improve the tightness and the radon activity inside the airtight tent decreased from more than a factor two (measured value of 0.4 Bq/m^3 with radon detector). Finally, Fig. 3.147 shows the evolution of the total radon activity in NEMO 3 during the fourth period. Measurements were done between the 15 December 2004 and the 18 January 2005, using analysis of the $(e^- \alpha N \gamma)$ channel (with $N \geq 0$) [110]. The associated total radon activity inside the detector, which seemed to have reached an asymptotic value, is $\sim 0.15 \text{ Bq}$ compare to $\sim 0.95 \text{ Bq}$ in average before using radon-free air, that means a reduction factor

around 6-7.

Measurements done during nearly the same period with the radon detector are presented in Fig. 3.148 and correspond to a radon activity inside the airtight tent of 0.3 Bq/m^3 [112].

The associated NEMO 3 trigger rate is $\sim 5.7 \text{ Hz}$ since this period.

The evolution time of the radon activity τ_{in} is given by :

$$\frac{1}{\tau_{in}} = \frac{1}{\tau_d} + \frac{\phi_{in}}{V}$$

where $\tau_d = 476595 \text{ s}$ is the radon decay time (mean life), $\phi_{in} \sim 0.24 \text{ m}^3/\text{h}$ is the gas flux into the NEMO 3 detector and $V = 28 \text{ m}^3$ is the fiducial volume of the detector. Thus the expected value of τ_{in} equals $223250 \text{ s} = 2.58 \text{ days}$. Using the analysis corresponding to the total radon activity showed in Fig. 3.147, the measured evolution time is $\tau_{meas} = 215000 \pm 6000 \text{ s} = 2.49 \pm 0.07 \text{ days}$, which is in very good agreement with the expected value [110].

Fig. 3.149 presents evolution of the radon activity measured inside the airtight tent with one radon detector during 1.5 months. First measurements correspond to an activity of 0.3 Bq/m^3 and the last ones to 0.1 Bq/m^3 after searching on new leaks inside the separation plastic film. One can see some increasing of the radon rate which respectively correspond to the calibration sources' introduction and removing, which needs opening the top shields, an electronical shut-down, and also some problems with the plastic sheet and the facility compressor. This figure shows the decreasing of the radon activity after each trouble, which ensure the quality of the radon purification facility. Best radon values for these last weeks of February 2005 correspond to an activity of 0.1 Bq/m^3 , that means a gain of a factor ~ 100 compare to measurements with fresh air from the ventilation tunnel sent inside the airtight tent.

In March 2005, there were no measurements inside the tent because the radon detectors were used for measurements at the exit of the radon facility, which was under tests (from 10 to 26 of March).

The level of radon activity has been measured at the exit of the radon trapping facility at -57 and -50°C and the obtained values of $\sim 10 \text{ mBq/m}^3$ were for both at the background level. After some tests consisting to switch off cooling during few hours, no influence was observed. After switch off during three days and the use of the other charcoal tank, there has been an increasing of the radon activity.

Finally, it was decided to start again the facility with the first tank, at -50°C (in order to test the functioning of the facility at this temperature value) with an air flux of $150 \text{ m}^3/\text{h}$ [115]. There were some residuals of radon inside the facility's charcoal tank. As a consequence, purified air was not completely free of radon and the radon activity measured inside the airtight tent was around 0.3 Bq/m^3 in the beginning of April. It will take around two months to retrieve the best values of radon activity at 0.1 Bq/m^3 .

3.4.2.5 Preliminary conclusions about the radon trapping facility

It seems there is a residual radon activity inside the NEMO 3 detector. Assuming an emanation from one of the detector components, upper limit of this residual contamination can be calculated.

- Supposing an emanation from the aluminised Mylar wrapped in front of the scintillators, which correspond to a total surface of $\sim 100 \text{ m}^2$ with a thickness of $12 \mu\text{m}$, the associated weight is around 1 kg . The inner volume of the NEMO 3 detector is 28 m^3 and the

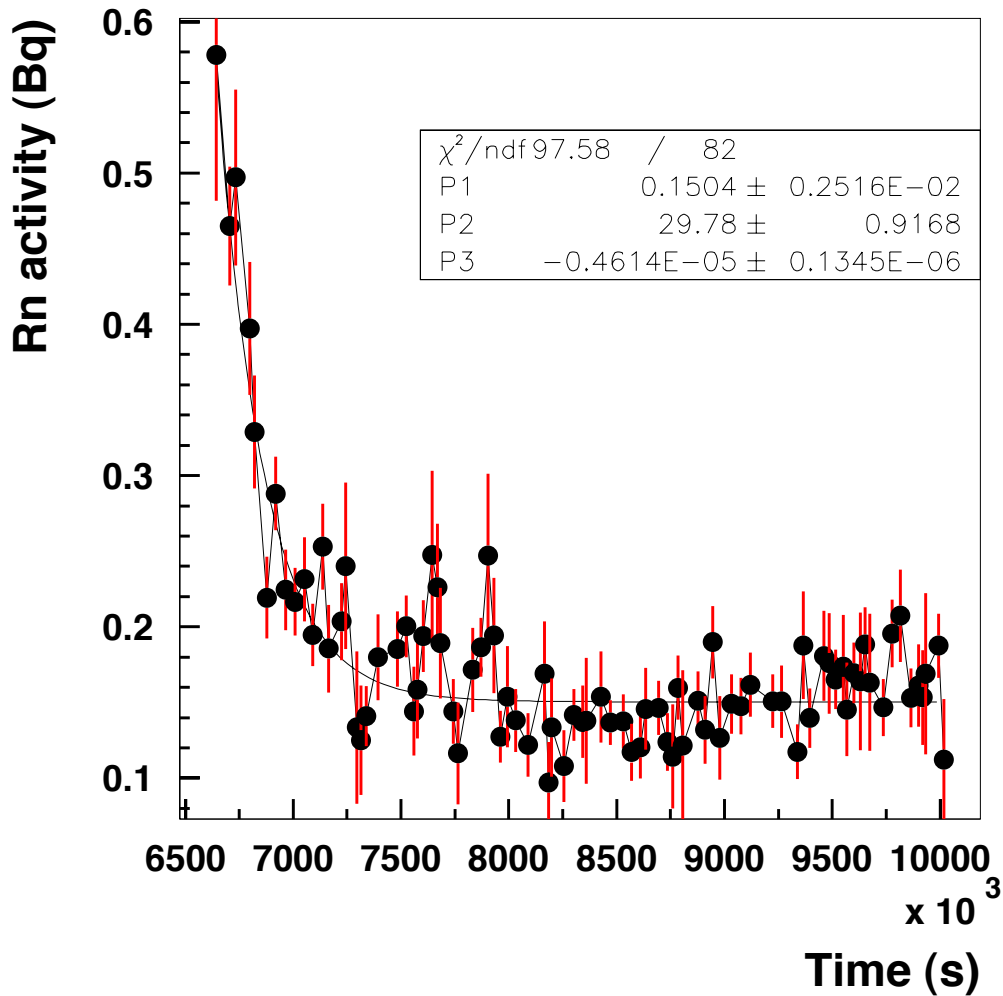


FIG. 3.147 – Evolution of the total radon activity in NEMO 3 during the fourth period. Measurements were done between the 15 December 2004 and the 18 January 2005, using analysis of the $(e^- \alpha N \gamma)$ channel (with $N \geq 0$) [110]. The associated total radon activity inside the detector seemed to have reached an asymptotic value of ~ 0.15 Bq. Measurements done during nearly the same period with the radon detector are presented in Fig. 3.148 and correspond to a radon activity inside the airtight tent of 0.3 Bq/m^3 [112].

upper limit obtained from HPGe measurements was $A(^{226}\text{Ra}) \equiv A(^{214}\text{Bi}) < 35 \text{ mBq/kg}$. Assuming that each radon nucleus escapes the Mylar foil (50% towards Nemo and 50% the other side towards the scintillators), the associated radon activity is less than 0.6 mBq/m^3 , which is much more less than the searched activity.

- Supposing an emanation from the stainless steel wires of the tracking detector, new HPGe measurements have been realized one year after the first measurements to check the ^{226}Ra

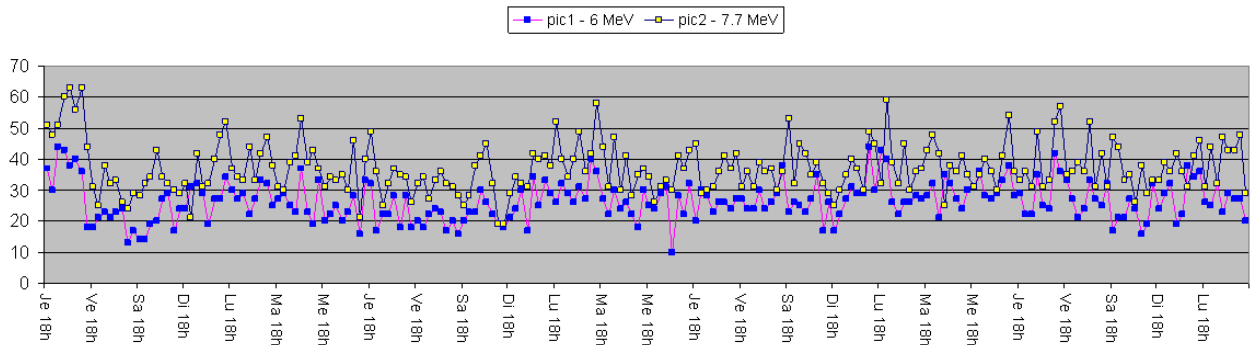


FIG. 3.148 – Evolution of the radon activity inside the airtight tent measured with one radon detector the 16 December 2004 and the 11 January 2005, which is nearly the same period than for Fig. 3.147. These measurements correspond to a radon activity inside the airtight tent of 0.3 Bq/m^3 [112].

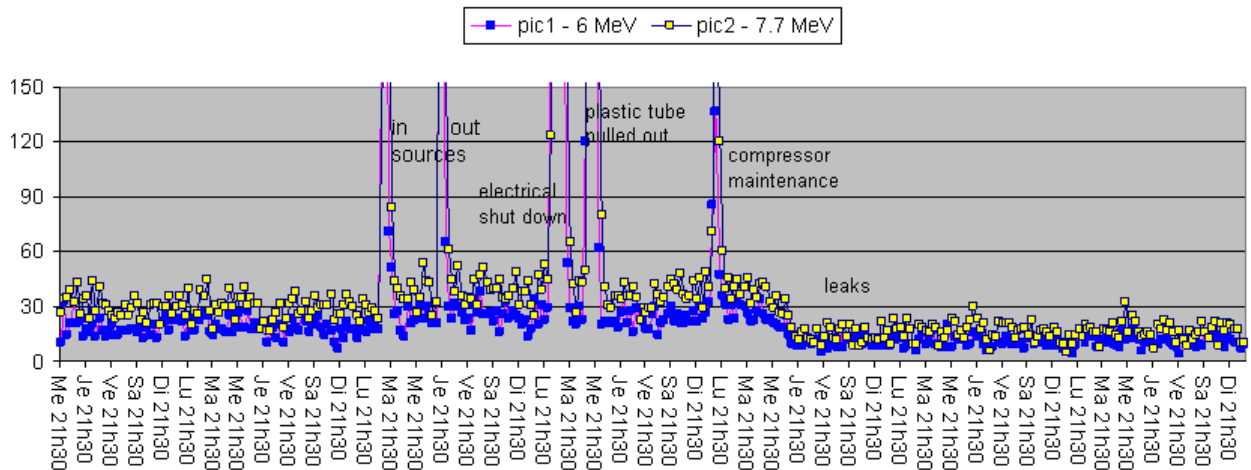


FIG. 3.149 – Evolution of the radon activity measured inside the airtight tent with radon detector between the 12 January and the 28 February 2005. One measurement is realized every three hours. First measurements correspond to an activity of 0.3 Bq/m^3 and the last ones to 0.1 Bq/m^3 after searching on new leaks inside the separation plastic film. One can see some increasing of the radon date due to known activities or problems, but also the decreasing of the radon activity after each trouble, which ensure the quality of the radon purification facility.

activity in these wires, in order to understand this residual radon value inside the NEMO 3 detector. Only upper limits were obtained once again, corresponding to a total activity of 1.20 mBq ($A(^{226}\text{Ra}) \equiv A(^{214}\text{Bi}) < 0.70 \text{ mBq/kg}$ for 1.7 kg of wires) which is very good agreement with the upper limit of 1 mBq as put in Table 3.45 from Section 3.2.9. Assuming that each radon nucleus escapes the wires, the associated radon activity is less than 0.05 mBq/m^3 , which is also less than the searched activity.

- Supposing an emanation from the isotopes source foils and using ^{214}Bi contaminations as measured with HPGe detectors and presented in Table 3.40 from Section 3.2.9, the radon

upper limit (or value) is $A(^{226}\text{Ra}) \equiv A(^{214}\text{Bi}) < 7 \text{ mBq}$. Assuming that each radon nucleus escapes the source foils, the associated radon activity is less than 0.25 mBq/m^3 , which is also much more less than the searched activity.

In conclusion, none of these values can explain the residual radon activity inside the detector and more studies have to be realized.

Fig. 3.150 was used to calculate the air volume between the NEMO 3 detector and the iron shield, including the central tower volume, in order to improve the radon simulation inside the tent. The calculation gives $V_{air} = 44 \text{ m}^3 (\pm 10\%)$.

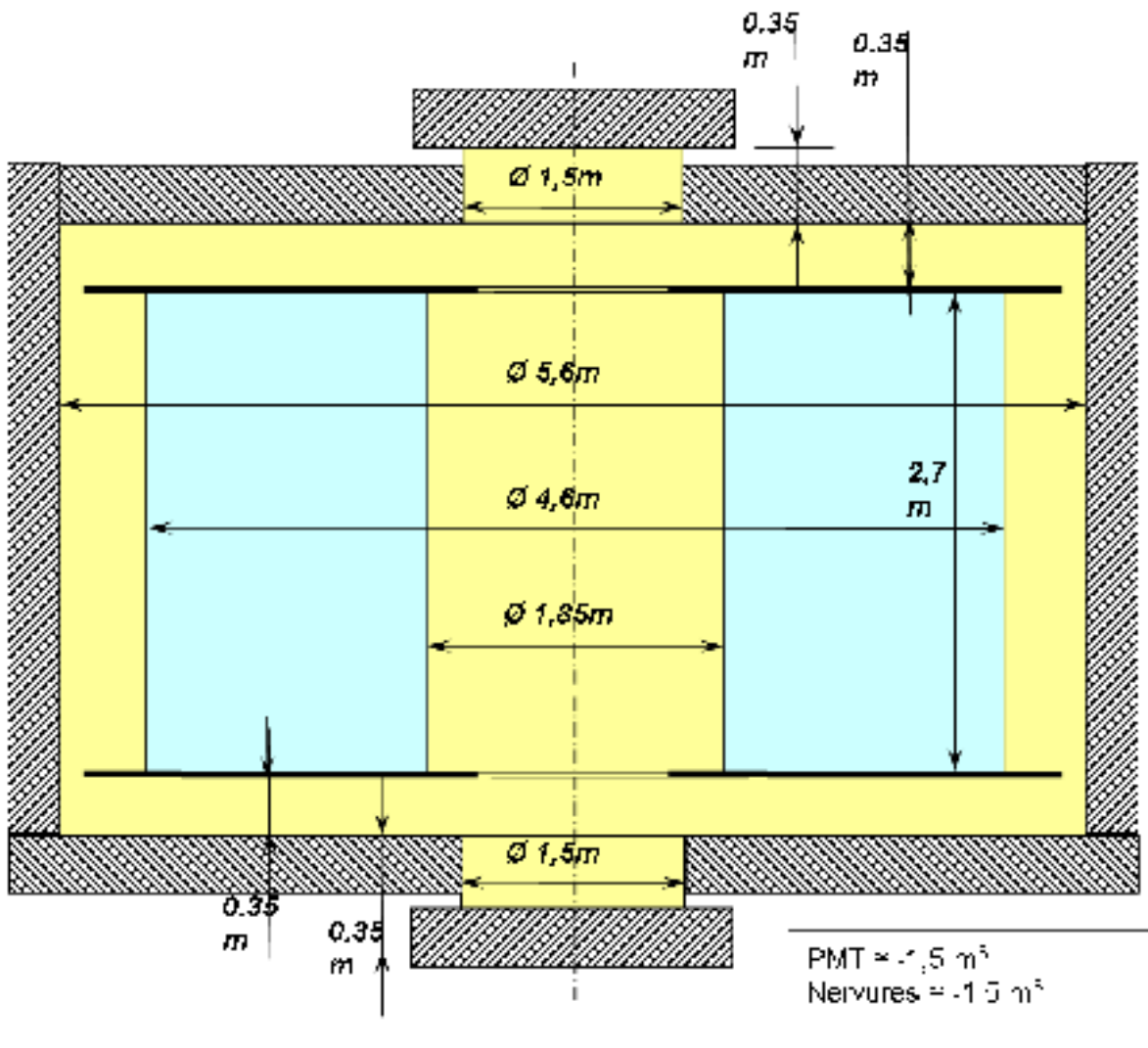


FIG. 3.150 – Scheme of the NEMO 3 detector and iron shield, used to calculate the air volume inside the airtight tent.

The radon trapping facility is in operation since October 2004 and allows a reduction of the radon level around the detector at a value of $\sim 100 \text{ mBq/m}^3$. With this system, the radon activity

inside the NEMO 3 detector has been reduced to $\lesssim 5$ mBq/m³. Improvements are already planned, as the use of a second plastic sheet between the detector and electronics to avoid leaks. Also since mid-April 2005, the gas flux inside the tracking detector has been increased to ~ 450 l/h, which provides a new decreasing of the radon activity inside the detector. Thus the radon reduction factor has now reached the expected value of ten, which provides a negligible radon contribution to the backgrounds in the $\beta\beta 0\nu$ energy window.

3.5 Conclusions and prospects

3.5.1 Status of the NEMO 3 performance and results

The NEMO 3 experiment is based on the direct detection of the two electrons emitted from double beta decay isotopes, with the detector and the source of the double beta decay being independent. This allows the collaboration to study seven $\beta\beta$ isotopes simultaneously. The isotopes which are distributed among 20 sectors are ^{100}Mo , ^{82}Se , ^{130}Te , ^{116}Cd , ^{150}Nd , ^{96}Zr and ^{48}Ca . A calorimeter made of large blocks of scintillators coupled to very low radioactivity PMTs permits one to measure the energies of electrons, positrons, gamma-rays and also their time-of-flight, which are used to reject events from external backgrounds. In addition of a tracking volume with delayed tracking electronics for identification of alpha particles coming from ^{214}Bi decay, a 25 Gauss magnetic field allows three-dimensional track reconstruction of charged particles. Thus the NEMO 3 detector is able to identify electrons, positrons, γ -rays and α -particles and to detect multi-particle events in the energy domain of natural radioactivity. Using registered events in the $e^-N\gamma$ ($N \geq 0$), $e^-\gamma\gamma$, $e^-\gamma\gamma\gamma$ and $e^-\alpha N\gamma$ ($N \geq 0$) channels for backgrounds studies, the NEMO 3 detector is able to characterize and measure its own background, which can be subtracted from the two-electron signal.

The main objective of the NEMO 3 experiment is to search for neutrinoless double beta decay. To avoid the high energy region of natural radioactivity the $\beta\beta 0\nu$ isotopes are selected for their high $Q_{\beta\beta}$ value. Every attempt has been made to minimize internal backgrounds in the $\beta\beta 0\nu$ sources by purification of the enriched samples as well to suppress external backgrounds using shields and by carefully selecting all the detector materials. The tail of the $\beta\beta 2\nu$ decay distribution troublesomely overlaps the $\beta\beta 0\nu$ distribution as a function of the energy resolution. It is the unavoidable background for neutrinoless double beta decay studies.

The NEMO 3 detector has been running in the Fréjus Underground Laboratory in nearly optimal conditions since mid-February 2003. Fig. 3.151 and Fig. 3.152 reflect the performance of the detector. The first shows the distribution of the summed two electron energies of $\beta\beta 2\nu$ events measured for the molybdenum sources (background subtracted). The data sample corresponds to 389 days of data for the runs since mid-February 2003. The number of events is $\sim 219,000$, with a signal-to-background ratio of 40 :1. The second figure presents the experimental angular distribution for the two emitted electrons in molybdenum sources. The same data for the summed energy and angular distribution are shown with the $\beta\beta 2\nu$ Monte-Carlo calculation. The high statistics of the data will allow for detailed checks of the models used for the Monte-Carlo calculation. This angular distribution is obtained using the ability of the NEMO 3 detector to reconstruct the two electron tracks, thus to measure the angle between them. Fig. 3.153, which present analysis results from the one-electron channel for the strips 6 and 7 of sector 05, also reflect the performance of the detector. Using this channel analysis with the NEMO 3 data allows measuring pure β -emitter ^{90}Sr internal contamination of ~ 30 mBq inside the ^{48}Ca source disks, which was not detected by HPGe detectors, and thus subtracting it from the two-electron signal.

A radon trapping facility using charcoal has been designed to reduce the radon level in the fresh air coming inside the laboratory. The free-radon air is then sent inside an airtight tent which fully encloses the NEMO 3 detector. This system is in operation since October 2004 and allows a reduction of the radon level around the detector at a value of ~ 0.1 Bq/m³. With new improvements since April 2005, the radon activity inside the detector has been reduced to $\lesssim 3$ mBq/m³, which is very near the required level of 2 mBq/m³ needed to have negligible background from radon.

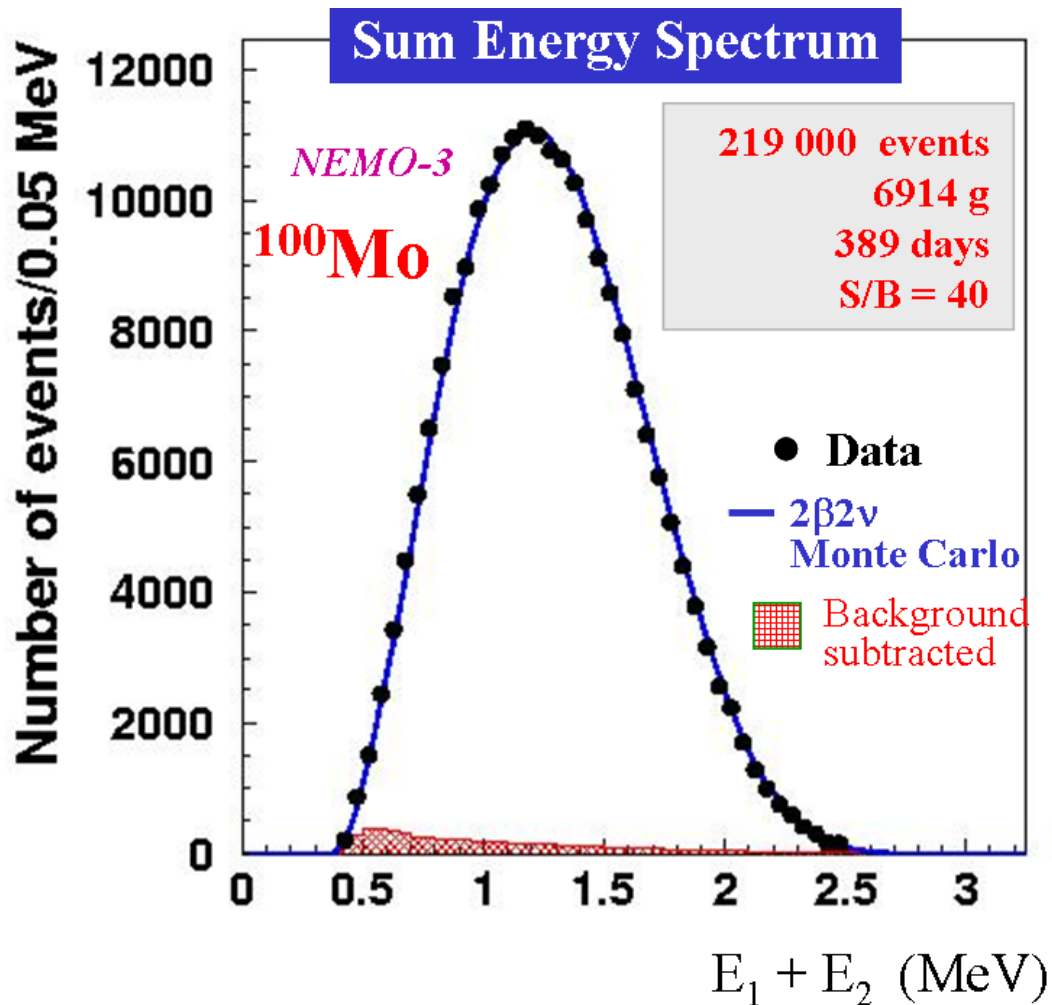


FIG. 3.151 – Distribution of the experimental total energy sum measured with molybdenum sources. Solid line corresponds to the expected $\beta\beta 2\nu$ spectra from simulations and shaded histogram is the Monte-Carlo computed background subtracted. It corresponds to 389 days of data collection in stable conditions, since mid-February 2003. The number of events is $\sim 219,000$, with a signal-to-background ratio of 40 to 1.

3.5.2 Advantages and limitations of the NEMO 3 detector

The NEMO 3 detector has been running in the LSM in nearly optimal conditions since mid-February 2003 and data analyses have shown that the performance of the detector are as expected. Concerning the tracking detector, the transverse and longitudinal resolutions associated with two-electron events are respectively 0.6 cm and 1.0 cm. The energy resolutions (FWHM) at 1 MeV for the calorimeter are 14% and 17% for counters associated respectively with 3" and 5" PMTs. 99.5% of the drift cells are on and 98% of the PMTs are functioning to design specifications (changes in HV chain could allow recovering some of them). After two years of functioning, there is no sign of wire chamber or calorimeter aging. The first NEMO 3 results have shown the background reductions at the expected levels, for both internal and external backgrounds. The main result

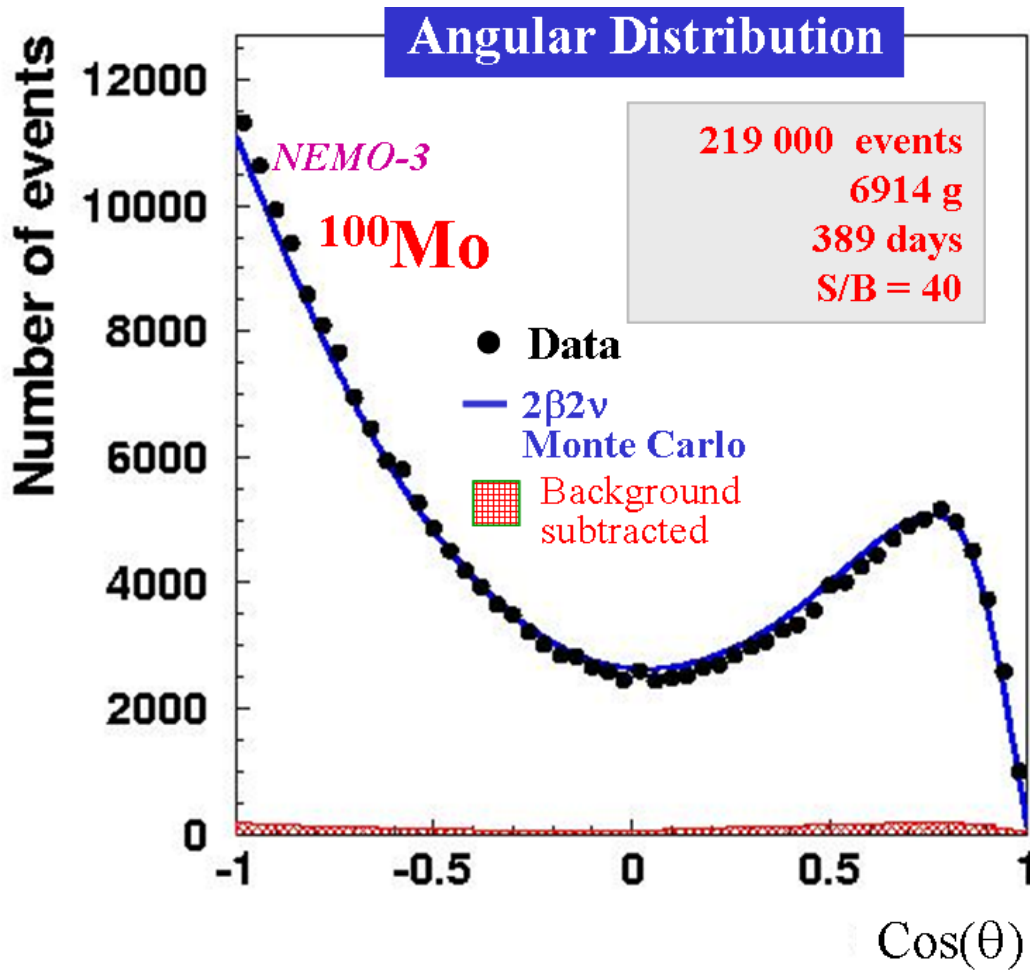


FIG. 3.152 – Experimental angular distribution for molybdenum sources. Solid line corresponds to the expected $\beta\beta 2\nu$ angular distribution from simulations and shaded histogram is the Monte-Carlo computed background subtracted. The distribution corresponds to the data in Fig. 3.151.

from this data collection is that all the sources of backgrounds are well identified and understood. Taking into account all the different background contributions and after the radon suppression, the sensitivity after 5 years of data taking will be for the period respectively $T_{1/2}^{2\nu} > 2 \times 10^{24}$ yr for ^{100}Mo and $T_{1/2}^{2\nu} > 8 \times 10^{23}$ yr for ^{82}Se . The corresponding sensitivity on the effective neutrino mass should be $\langle m_\nu \rangle < 0.3 - 0.5$ eV for ^{100}Mo and $\langle m_\nu \rangle < 0.62 - 1.72$ eV for ^{82}Se [104].

As a summary, the collaboration has shown with the NEMO 3 detector :

- its ability to identify and understand all the sources of backgrounds associated with a tracko-calorimeter,
- its capability to build a very low-background detector,
- the quality of the technical choices, since the expected performances of the tracking detector, the calorimeter and the trigger have been successfully achieved,
- its capability of using both physical and chemical methods to purify $\beta\beta$ isotopes, removing ^{214}Bi and ^{208}Tl contaminants,

- its ability to remove radon from air, building an airtight tent to enclose the detector coupled to a radon trapping facility,
- the detector's ability to measure both external and internal contaminations of the source foils,
- its capability to control the external backgrounds from natural radioactivity, neutrons and muons,
- its expertise to develop ultra low background HPGe detectors as well as radon detectors which are sensitive to a 1 mBq/m³ radon activity.

The NEMO collaboration in association with new UK, US, Russian and Japanese groups began in December 2003 to study the feasibility of a NEMO 3 technique extrapolation to a detector with a mass of at least 100 kg to reach a sensitivity of around 50 meV on the effective neutrino mass for the transitions towards the fundamental or excited states.

The SuperNEMO detector will use the NEMO 3 technical choices : a thin source between two tracking volumes surrounded by a calorimeter. The main points to improve compare to the NEMO 3 detector performances are the energy resolution and the $\beta\beta\nu$ detection efficiency. The thickness and radiopurity of the source foils have also to be decreased and thus new measurements techniques have to be found. Finally concerning the backgrounds which are well identified and understood with the NEMO 3 detector, their rejections have to be improved.

R&D proposals for a design study for the SuperNEMO detector have been approved by both the Scientific Council of IN2P3 [53] (France, in March 2005) and PPARC Scientific Council (UK, in July 2005).

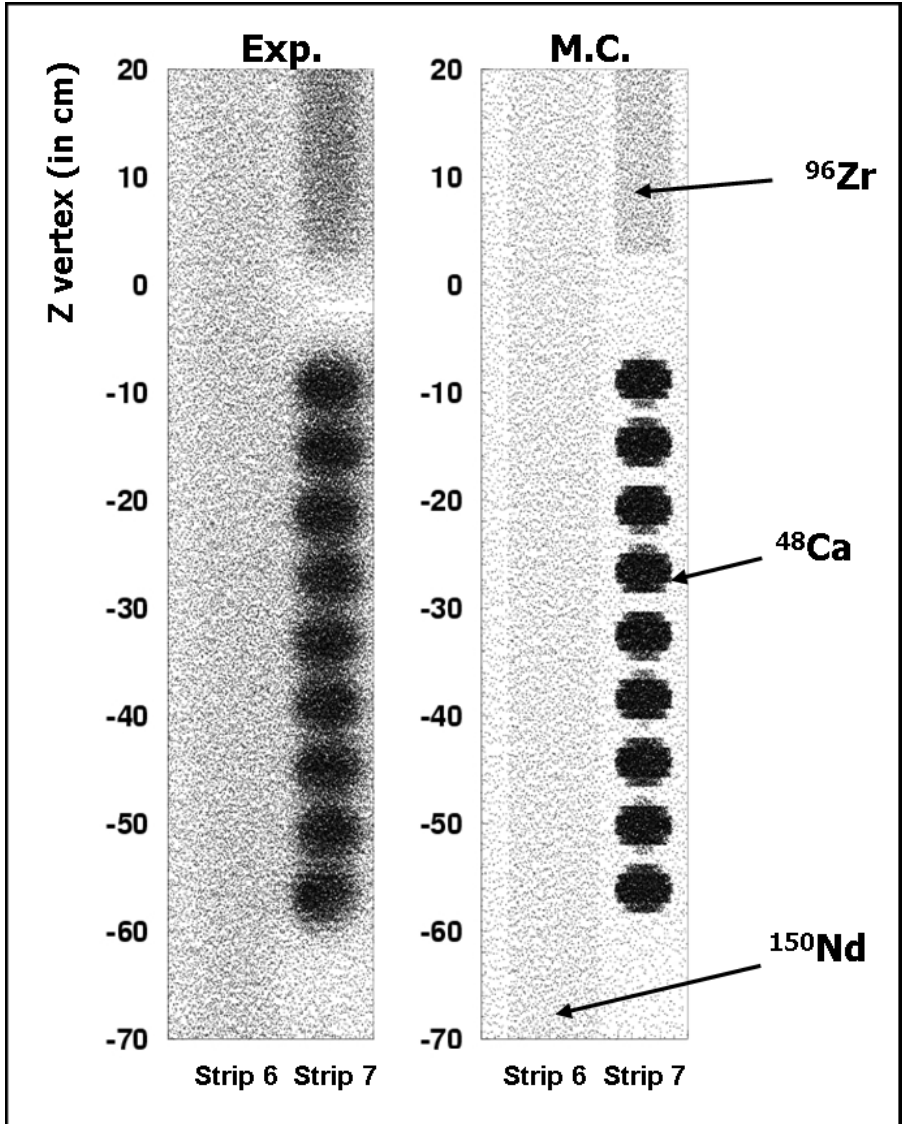


FIG. 3.153 – Results from one-electron channel analysis for both experimental and simulated data, which show good agreement between both. Here are presented lower part of the strips 6 and 7 of sector 05, for longitudinal vertices Z between -70 and 20 cm, which correspond to ^{150}Nd , ^{96}Zr and ^{48}Ca source strips. One clearly see greater activity in this one-electron channel for the nine disks of calcium than for others strips, which is representative of pure beta emitter ^{90}Sr internal contamination of ~ 2 Bq/kg inside this $\beta\beta$ isotope. This measurement allows subtracting this background contamination from the associated two-electron signal.

chapterProspective à dix ans en physique $\beta\beta$

3.6 Introduction

La physique du neutrino, comme présentée en première partie de ce rapport, pose encore de nombreuses interrogations. L'étude des processus de double désintégration bêta sans émission de neutrinos $\beta\beta 0\nu$ et la recherche d'une masse de neutrino dans les processus de désintégration β simple, sont les principales sources d'information sur l'échelle de masse absolue des neutrinos, et la seule source d'information accessible à propos des propriétés de conjugaison de charge des neutrinos. Ces deux types d'expériences complémentaires sont donc de première importance pour mieux appréhender les propriétés des neutrinos et les connaissances qui en découlent. Le chapitre 2 de ce mémoire présente les enjeux actuels de la physique du neutrino et le lecteur pourra s'y référer pour la théorie des processus de double désintégration bêta. On s'intéresse dans ce chapitre exclusivement aux processus $\beta\beta 0\nu$ du point de vue expérimental (à l'exception de la sensibilité sur la masse effective liée aux calculs d'éléments de matrice nucléaires), en proposant un panorama des expériences en cours ou à venir sur les dix prochaines années.

Le processus de double désintégration bêta sans émission de neutrinos $\beta\beta 0\nu$, pour lequel on a :

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

est interdit dans le cadre du Modèle Standard (SM) du fait de la violation de deux unités du nombre leptonique. L'existence de ce processus prouverait que le neutrino est une particule de Majorana, le neutrino et l'antineutrino étant alors une même particule. Sa signature expérimentale est l'observation de deux électrons dont la somme des énergies serait exactement égale à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$. L'observable physique mesurée est la période du processus. Dans le cadre de l'échange d'un neutrino de Majorana massif mais léger (voir Section 2.4.1), cette période est inversement proportionnelle au produit du facteur d'espace de phase, du carré de l'élément de matrice nucléaire (NME) associé et du carré de la masse effective du neutrino $\langle m_\nu \rangle$. La sensibilité des expériences sera donc exprimée en termes de limite sur la masse effective avec une incertitude liée à la connaissance des éléments de matrice nucléaires (voir Eq. 2.8 en Section 2.4.1).

Expérimentalement, différentes techniques peuvent être utilisées, comme on l'a vu en Section 2.4.6. On trouve d'une part les expériences purement calorimétriques, comme celles utilisant des diodes Germanium semi-conducteur ou des bolomètres en cristaux d'oxydes de tellure, pour lesquelles la source d'émetteur $\beta\beta$ est utilisée comme détecteur. Notons que seule l'énergie totale déposée est mesurée dans ces expériences calorimétriques. Dans le second type d'expériences, que j'appellerai "tracko-calor", comme la série des détecteurs NEMO, la source est une feuille métallique d'isotope $\beta\beta$ suffisamment fine pour permettre aux électrons d'en sortir et d'être détectés dans des détecteurs de traces entourant la source, et l'énergie de ces électrons est mesurée par un calorimètre. L'utilisation d'un champ magnétique permet la mesure de la charge des électrons. Pour la troisième catégorie de détecteurs, on a aussi un détecteur de traces, mais dont le volume servant à la reconstruction des trajectoires est aussi la source $\beta\beta$ (comme une TPC au xénon par exemple).

Il est utile pour comparer les mérites des différents types d'expériences $\beta\beta$, de rappeler ici leur sensibilité, calculée dans le cas où aucun événement de signal n'est observé, donc pour un nombre d'événements mesurés compatible avec le nombre d'événements de bruit de fond attendu. Cette sensibilité correspond à une limite inférieure sur la valeur de la période du processus $\beta\beta 0\nu$, en

années, en supposant un bruit de fond gaussien pour la mesure d'une masse M (en kg) d'isotope pendant un temps d'exposition t (en années) :

$$T_{1/2}^{0\nu} (90\% C.L.) > \frac{\ln 2 \mathcal{N} \varepsilon}{1.64 \times A} \sqrt{\frac{M \times t}{R \times N_{bdf}}} \quad (3.35)$$

où ε est l'efficacité de détection du processus $\beta\beta 0\nu$, R est la résolution en énergie globale du détecteur (FWHM) en keV et N_{bdf} est le nombre d'événements de bruit de fond attendus, en coups.keV⁻¹.kg⁻¹.an⁻¹.

On peut rappeler ici que le principal avantage des expériences calorimétriques est d'avoir une très bonne résolution en énergie et une bonne efficacité de détection, leurs principaux points faibles venant du fait qu'aucune signature directe des deux électrons émis n'est possible et que d'autre part l'origine des bruits de fond est moins bien identifiée. Si une expérience de ce type détecte un signal, il sera de ce fait difficile d'exclure totalement la possibilité que ce signal ne soit qu'un bruit de fond issu de l'interaction d'un rayonnement γ .

Les expériences de type "tracko-calor", avec reconstruction de traces, disposent actuellement d'une moins bonne résolution en énergie et d'une faible efficacité comparées aux expériences calorimétriques, ce qui peut être gênant notamment pour se protéger du bruit de fond dû au processus permis. Un autre inconvénient est la petite masse de source utilisable comparée à la grande taille du détecteur, et la difficulté d'autant plus importante que la taille augmente d'éliminer l'ensemble des bruits de fond, comme ceux dus au radon. En revanche, ces expériences permettent d'identifier l'émission des deux électrons par une signature très claire des événements et aussi de mieux identifier le bruit de fond que les calorimètres. L'énergie individuelle de chacun des deux électrons est mesurée, de même que leur distribution angulaire. Un tel détecteur permet donc de distinguer les désintégrations $\beta\beta 0\nu$ par échange de neutrinos légers de celles par interactions avec courants droits par exemple. Un autre atout de ces expériences est que le détecteur est indépendant de la source, ce qui permet d'utiliser différents isotopes.

Jusqu'à présent, les meilleures sensibilités atteintes ont été obtenues en utilisant des diodes Germanium enrichies en isotope ⁷⁶Ge par deux expériences à présent terminées : Heidelberg-Moscou (HM) [116], collaboration entre l'Allemagne et la Russie, et IGEX [117], résultant d'une collaboration USA, Russie et Espagne.

L'expérience la plus sensible jusqu'ici a été HM, à présent terminée, qui a pris des données au LNGS (Laboratoire National du Gran Sasso en Italie, 3500 m.w.e ou meter water equivalent) pendant 10 ans, avec une exposition de 71.7 kg.an avec $T_{1/2}^{0\nu} > 1.9 \times 10^{25}$ années, soit $\langle m_\nu \rangle < 0.35 - 1.05$ eV [116]. En 2001, une partie de la collaboration a annoncé un signal positif $\beta\beta 0\nu$ à 4σ à la valeur attendue $Q_{\beta\beta} = (2038.99 \pm 0.75)$ keV pour le ⁷⁶Ge [118]. Ce résultat a immédiatement été très controversé (voir par exemple [119]). Une deuxième publication est parue en 2004 [120], avec une nouvelle analyse de l'ensemble des données. Le bruit de fond associé était de 0.2 coups.kg⁻¹.keV⁻¹.an⁻¹ avant l'analyse de la forme des signaux (Pulse shape analysis ou PSA), et de 0.06 coups.kg⁻¹.keV⁻¹.an⁻¹ avec cette analyse. La résolution en énergie vaut 3.27 keV (FWHM) à $Q_{\beta\beta}$. Le signal publié correspond à 28.8 ± 6.9 événements, pour un bruit de fond d'approximativement 60 événements. Il en résulte une valeur de la période $T_{1/2}^{0\nu} = (0.69 - 4.2) \times 10^{25}$ années (99.73% C.L.), avec le meilleur ajustement à 1.2×10^{25} années, ce qui correspond à un intervalle sur la masse effective $\langle m_\nu \rangle = 0.24 - 0.58$ eV, le meilleur ajustement étant pour la valeur $\langle m_\nu \rangle = 0.44$ eV. Ce résultat sur la masse effective est obtenu en utilisant exclusivement l'élément de matrice nucléaire (NME) choisi par les auteurs. Il faut noter qu'avec une incertitude prise égale à 50% sur la valeur du NME associé, l'intervalle de

mesure de la masse effective devient $\langle m_\nu \rangle = 0.1 - 0.9$ eV, ce choix d'une incertitude de 50% sur le NME diminuant légèrement l'intervalle obtenu sur les valeurs de la masse effective par rapport à l'utilisation de l'ensemble des valeurs de NME publiées par les différents auteurs. Du fait de la très bonne connaissance de la valeur de $Q_{\beta\beta}$ et de l'excellente résolution en énergie, le bruit de fond à prendre en compte est limité à une fenêtre en énergie de l'ordre de 60 keV autour de l'énergie de transition. Les résultats sont présentés sur les Fig. 3.154 (pour le spectre en énergie entre 1800 et 2250 keV) et 3.155 (avec un zoom sur l'intervalle en énergie entre 2000 et 2060 keV). Les simulations Monte-Carlo pour le bruit de fond montrent pour cette région en énergie un fond plat accompagné de trois pics attribués au ^{214}Bi . Ceci correspond relativement bien aux données présentées, néanmoins les positions de ces pics sont décalées de 2σ environ et il y a des pics d'origine inconnue à 2067 et 2075 keV, comme expliqué en référence [122], ce qui laisse suggérer une maîtrise non parfaite des fonds. Si on y associe le fait que, de par la faible statistique associée au pic candidat en comparaison du fond, l'expérience se situe en fait juste au seuil de découverte, on comprend mieux pourquoi cette nouvelle publication est quasiment aussi controversée que la précédente. Les lecteurs intéressés par ce résultat que l'on appellera ici le *Klapdor's claim*, trouveront un résumé exhaustif et référencé des nombreux papiers publiés sur le sujet en référence [121].

L'expérience avec la sensibilité la plus proche, IGEX (International Germanium EXperiment), elle aussi à base de germanium enrichi à 86% placé dans trois détecteurs d'environ 2 kg chacun, a pris des données au Laboratoire Souterrain du Canfranc, en Espagne (2450 m.w.e). L'expérience disposait de 116.75 mol.an, correspondant à 8.97 kg.an. Elle a publié en 2003 un résultat basé sur une analyse de la forme d'impulsion (PSD, pour Pulse Shape Discrimination) appliqué à 52.51 mol.an, comme présenté sur la Fig. 3.156, et a obtenu uniquement une limite supérieure sur la période $T_{1/2}^{0\nu} > 1.57 \times 10^{25}$ années, soit $\langle m_\nu \rangle < 0.33 - 1.31$ eV [117].

Toutes les autres expériences ont fourni jusqu'à présent une moins bonne sensibilité.

Il faut noter que, bien que la validité du signal présenté comme le *Klapdor's claim* soit mise en doute par la communauté pour les raisons précitées, il n'en reste pas moins que l'on ne peut exclure complètement la découverte d'un signal de double désintégration bêta interdite $\beta\beta 0\nu$ avec l'isotope ^{76}Ge . Et si c'est le cas, les conséquences sont aussi nombreuses qu'intéressantes. Tout d'abord, on aurait ainsi la preuve de l'existence d'une physique au-delà du modèle standard, du fait de la violation du nombre leptonique de deux unités au cours du processus $\beta\beta 0\nu$. De plus, le neutrino serait bien une particule de Majorana. Dans le cadre d'un processus $\beta\beta 0\nu$ dominé par l'échange d'un neutrino de Majorana massif, et en tenant compte des incertitudes sur les NME, ceci correspondrait à une masse effective de neutrino entre 0.1 et 0.9 eV, avec le meilleur ajustement pour $\langle m_\nu \rangle = 0.4$ eV. Si d'autres mécanismes dominent l'échange, des limites intéressantes pourront aussi être déduites [120]. De plus, la valeur de la masse effective obtenue exclut tous les scénarios de hiérarchie de masse permis par les résultats sur les oscillations de neutrinos, à l'exception du spectre de masse quasi-dégénéré. A partir des résultats des expériences de désintégration bêta du tritium, on restreint alors les trois masses de neutrino, quasi-égales, à l'intervalle $m_\nu \sim 0.1 - 2.2$ eV. Notons que les résultats des expériences de type WMAP pourraient encore restreindre cette masse (voir le chapitre 2). Au final, il importe que les expériences présentes ou futures tentent de conclure sur ce résultat, soit pour le confirmer, soit pour l'infirmer. Dans le premier cas, il suffira à une autre expérience de mesurer un signal positif à la valeur de l'énergie de transition (naturellement avec une bonne statistique et une connaissance maîtrisée du fond dans la région d'intérêt) pour conclure à l'existence du processus $\beta\beta 0\nu$. Dans le cas contraire, en cas de non observation d'un signal, il faut noter que seule une expérience utilisant le ^{76}Ge

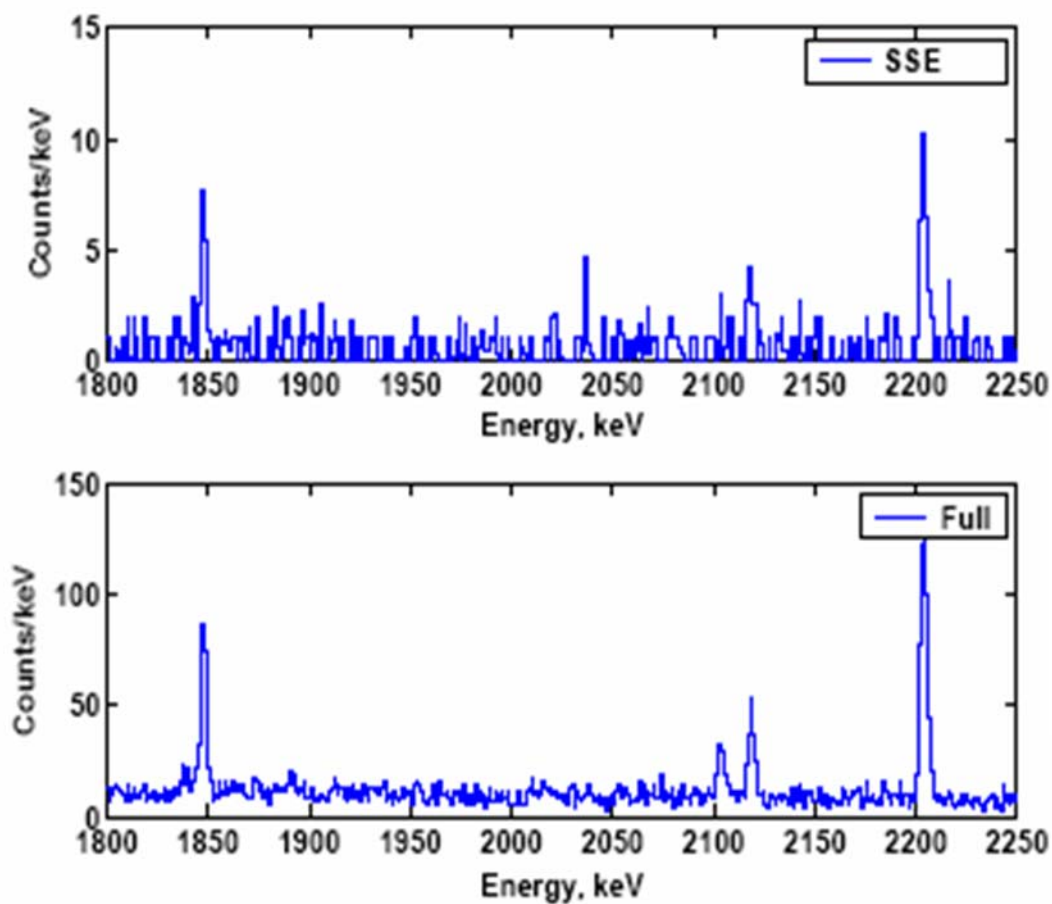


FIG. 3.154 – Spectres en énergie dans la gamme [1800 - 2250] keV mesurés par l'expérience HM [120], et obtenus avec les détecteurs 2, 3, 4 et 5 de l'expérience entre 1995 et 2003. La figure du bas correspond au spectre mesuré complet, et celui du haut aux mêmes événements après sélection avec la PSA.

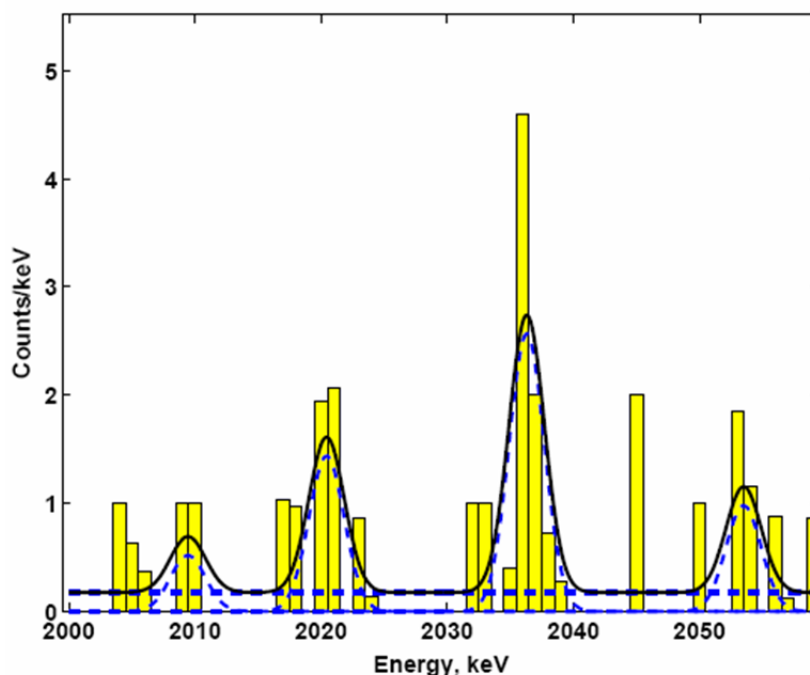


FIG. 3.155 – Zoom sur la figure du haut de la Fig. 3.154, sur la gamme en énergie [2000 - 2060] keV [120]. Quatre pics sont identifiés qui émergent d'un fond plat. Trois d'entre eux sont attribués au ^{214}Bi . Sur la base de cette identification des fonds, un pic caractéristique du processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{76}Ge est identifié au niveau de 4σ d'après les auteurs ($Q_{\beta\beta} = 2039$ keV).

sera réellement en mesure d'infirmar le *Klapdor's claim* (voir GERDA, en Section 3.8.2.1), car les nombreuses valeurs de NME associées aux différents noyaux font qu'on ne peut assurer que les expériences actuelles (comme CUORICINO et NEMO 3, présentées en Section 3.7) utilisant d'autres noyaux seront à même de conclure. Si aucun signal n'est observé, il faudra attendre les résultats d'autres expériences en cours de construction (voir Section 3.8), qui infirmeront le *Klapdor's claim* si elles présentent au final des limites supérieures sur la masse effective du neutrino inférieures à la valeur minimale de 0.1 eV actuellement publiée.

Deux expériences sont actuellement en cours de prise de données et devraient être en mesure de confirmer l'éventuelle validité du *Klapdor's claim* si les éléments de matrice nucléaire sont favorables. La première est l'expérience CUORICINO (de type bolométrique), qui devrait atteindre une sensibilité sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ de 1.4×10^{24} années, avec 11.1 kg de ^{130}Te [124]. La seconde est l'expérience NEMO 3 (de type tracko-calorimètre), présentée dans la deuxième partie de ce rapport, dont la sensibilité attendue sur la période sera $2 - 4 \times 10^{24}$ années avec 6.9 kg de ^{100}Mo et 8×10^{23} années avec 0.93 kg de ^{82}Se [125]. Les limites actuelles pour le processus $\beta\beta 0\nu$ obtenues avec différents isotopes $\beta\beta$ sont données dans le Tab. 3.59, tant pour la période que pour la masse effective.

Après avoir présenté en Section 3.7 ces deux expériences en cours de prise de données, on s'intéressera ensuite en Section 3.8 aux futurs projets visant quant à eux, à l'horizon 2015, une sensibilité de l'ordre de 50 meV sur la masse effective, ce qui impliquera d'utiliser au moins une centaine de kilogrammes d'isotopes enrichis (ou une plus grande masse d'isotopes non enrichis).

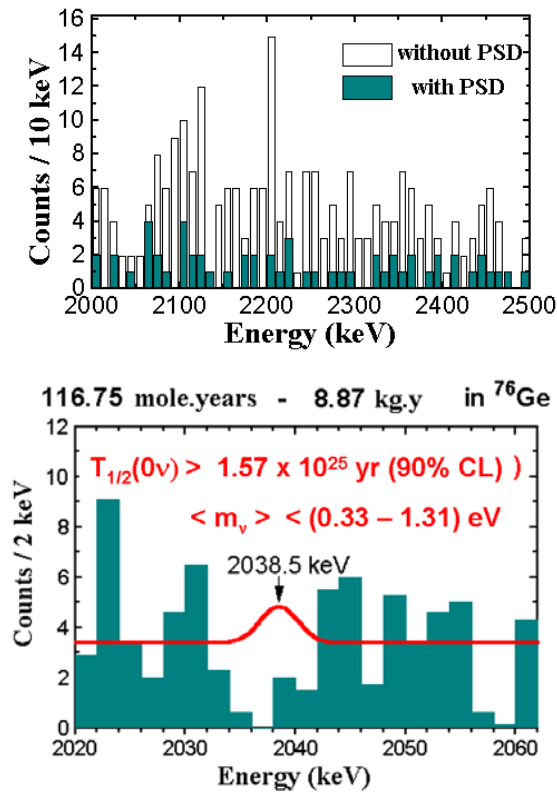


FIG. 3.156 – Sur la figure de gauche, le spectre en énergie obtenu par l’expérience IGEX, entre 2000 et 2500 keV, avec (en vert) ou sans (en blanc) l’analyse de la forme des signaux pour la réjection du bruit de fond. Sur la figure de droite est présenté l’histogramme des données dans la région d’intérêt en énergie, entre 2020 et 2060 keV, après l’analyse PSD, qui a fourni la limite sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ indiquée dans le texte [123]. Ce spectre est directement comparable à celui présenté Fig. 3.155 par une partie de la collaboration HM.

| Isotope $\beta\beta$ | $T_{1/2}^{0\nu}$ (90% C.L.) (années) | $\langle m_\nu \rangle$ (eV) | Exposition (kg.an) | Référence | Expérience |
|-------------------------|---|---------------------------------|-----------------------|-----------|------------|
| ^{48}Ca | $> 1.4 \cdot 10^{22}$ | $< 7.2 - 44.7$ | 0.005 | [126] | CANDLES |
| ^{76}Ge | $> 1.9 \cdot 10^{25}$ | $< 0.35 - 1.05$ | 35.5 | [116] | HM |
| | $> 1.57 \cdot 10^{25}$ | $< 0.33 - 1.31$ | 8.9 | [117] | IGEX |
| ^{82}Se | $> 1.0 \cdot 10^{23}$ | $< 1.71 - 4.86$ | 1.007 | [125] | NEMO 3 |
| ^{96}Zr | $> 1.0 \cdot 10^{21}$ | < 23 | 0.008 | [127] | NEMO 2 |
| ^{100}Mo | $> 4.6 \cdot 10^{23}$ | $< 0.66 - 2.82$ | 7.47 | [125] | NEMO 3 |
| ^{116}Cd | $> 0.7 \cdot 10^{23}$ | < 1.7 | 0.159 | [128] | Solotvina |
| ^{130}Te | $> 1.8 \cdot 10^{24}$ | $< 0.2 - 1.1$ | 3.16 | [124] | CUORICINO |
| ^{130}Xe | $> 4.4 \cdot 10^{23}$ | $< 1.8 - 5.2$ | 2.27 | [129] | Gotthard |
| ^{150}Nd | $> 1.2 \cdot 10^{21}$ | < 3 | 0.009 | [130] | Irvine |

TAB. 3.59 – Limites actuelles sur la période et la masse effective dans le cadre du processus $\beta\beta 0\nu$ par échange de neutrino massif léger, pour différents isotopes double bêta. L’intervalle donné sur la masse effective correspond à différents calculs d’éléments de matrice nucléaires (NME) publiés par les collaborations. En ce qui concerne NEMO 3, l’intervalle sur la masse effective est celui obtenu en utilisant les valeurs présentées en Section 3.8.7 de ce chapitre. Les résultats présentés pour le ^{76}Ge en première ligne sont ceux publiés en 2001 par l’ensemble de la collaboration Heidelberg-Moscou et non ceux liés au *Klapdor’s claim* (voir les détails dans le texte). Je ne présente pas dans ce tableau les limites obtenues par NEMO 3 sur les isotopes ^{48}Ca , ^{96}Zr , ^{116}Cd , ^{130}Te et ^{150}Nd , qui n’ont pas encore été publiées par la collaboration.

J’ai choisi de ne pas détailler ici les projets à 500 kg ou 1 tonne d’isotopes enrichis, moins réalistes, surtout pour une prospective à dix ans. J’ai aussi choisi pour la comparaison des expériences de me placer exclusivement dans le cadre d’un processus $\beta\beta 0\nu$ par échange d’un neutrino de Majorana massif léger (voir Section 2.4.1), car toutes les expériences donnent leur sensibilité concernant ce processus. Il est clair cependant que dans le cadre de l’échange d’autres particules, les expériences de type “tracko-calorimètre”, qui peuvent mesurer tant les spectres à un ou deux électrons que les distributions angulaires, permettant de ce fait de distinguer différents processus, sont cette fois favorisées.

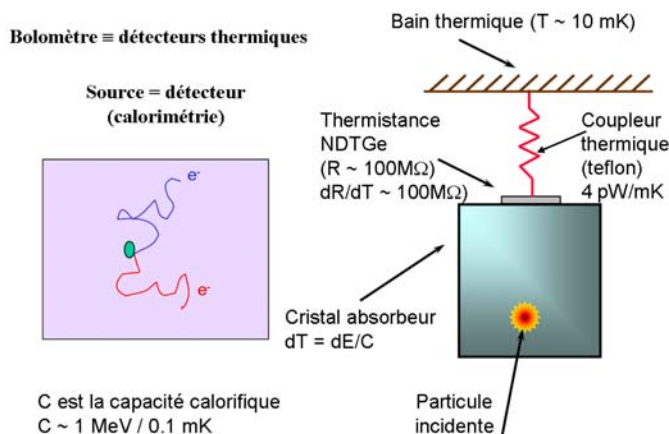


FIG. 3.157 – Principe de la détection des particules incidentes dans les bolomètres de CUORICINO.

3.7 Les expériences en cours : NEMO 3 et CUORICINO

3.7.1 L'expérience CUORICINO

Les techniques bolométriques ont été développées principalement par E. Fiorini et le groupe de Milan, d'abord avec les expériences MiDBD-I, puis MiDBD-II, et maintenant CUORICINO. La collaboration est composée de 13 laboratoires, en majorité italiens, mais aussi des USA, des Pays-Bas et d'Espagne.

L'approche expérimentale utilise les techniques des détecteurs de type cryogénique ou bolomètres (voir Fig. 3.157). Quand ils opèrent à basse température, les absorbeurs de ces détecteurs ont une capacité thermique si faible que même la faible énergie produite par la décroissance radioactive d'un unique noyau peut être observée et mesurée grâce à un senseur thermique adapté⁶⁶. Avec des cristaux de masse proche du kilogramme et des thermistances en NDTGe (Neutron Transmutation Doped germanium), ces bolomètres peuvent atteindre des résolutions en énergie proches de celles des diodes germanium. De plus, ces détecteurs permettent a priori un grand choix de noyaux pour les études $\beta\beta$.

Le détecteur CUORICINO [131] prend actuellement des données au Laboratoire National du Gran Sasso (LNGS, en Italie, voir Fig. 3.158) avec une tour de cristaux d'oxyde de tellure naturel TeO_2 (voir Fig. 3.159) qui représente une masse totale de 40.7 kg, soit 11.1 kg de ^{130}Te ($Q_{\beta\beta} = 2528.8$ MeV), l'abondance isotopique naturelle de l'isotope 130 étant de 33.8%. Les bolomètres de CUORICINO opèrent à la température d'environ 10 mK. Le système complet de fonctionnement du détecteur au LNGS est représenté Fig. 3.160.

Ces détecteurs ont une excellente résolution en énergie jusqu'à 6 MeV, comme on peut le constater sur la Fig. 3.161, qui représente le spectre en énergie mesuré par un des détecteurs bolométriques de CUORICINO entre 3.5 et 6 MeV, avec la raie α d'énergie 5.407 MeV associée à la désintégration du ^{210}Po . La Fig. 3.162 présente les spectres d'étalonnage de CUORICINO avec une source de thorium pour les deux types de cristaux.

⁶⁶L'impulsion de température produite par un dépôt d'énergie ΔE dans l'absorbeur, a un développement au cours du temps $\Delta T = (\Delta E / C) \times \exp(-t/\tau)$, avec $\tau = C/G$, C étant la capacité calorifique et T la conductance thermique. On voit donc que la capacité calorifique doit être la plus faible possible

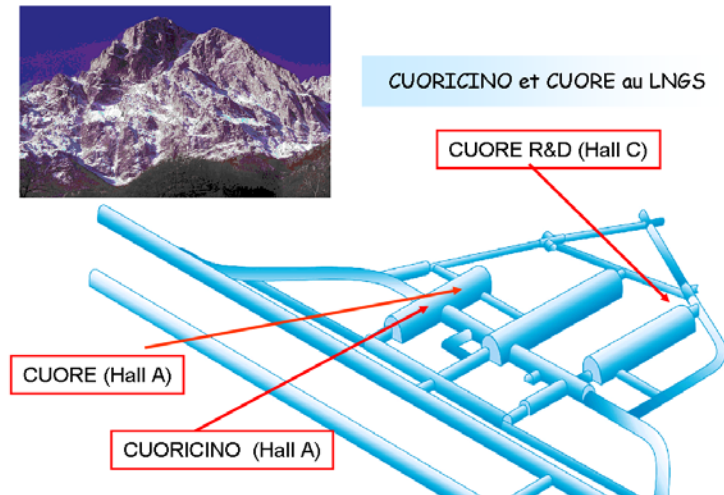


FIG. 3.158 – Localisation du détecteur CUORICINO, du hall de R&D pour CUORE, et emplacement du futur détecteur CUORE au LNGS (3500 m.w.e), en Italie.

La collaboration CUORICINO a commencé à prendre des données en 2003. Les résultats publiés début 2005 sont les suivants [124] : avec un bruit de fond de 0.18 ± 0.01 coups. $\text{keV}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{an}^{-1}$, une efficacité de 86% et une résolution moyenne en énergie à 2615 keV de respectivement 7.5 ± 2.9 keV pour les cristaux de 790 g et 9.6 ± 3.5 keV pour les cristaux de 330 g, la limite présentée sur la période du processus interdit $\beta\beta 0\nu$ est $T_{1/2}^{0\nu} > 1.8 \times 10^{24}$ années (90% C.L.) après 10.85 kg.an d'exposition, ce qui correspond à une limite supérieure sur la masse effective $\langle m_\nu \rangle$ entre 0.2 et 1.1 eV suivant les NME. La Fig. 3.163 présente le spectre de l'énergie totale mesurée par CUORICINO, sommé sur l'ensemble des cristaux. On peut observer sur cette figure la présence du pic à 2505 keV dû à l'effet de somme sur le ^{60}Co (cascade de γ à 1332 et 1173 keV), ainsi que les deux pics associés au ^{214}Bi et au ^{208}Tl . On peut noter que jusqu'à présent, aucun résultat nouveau n'a été présenté sur la période du processus permis $\beta\beta 2\nu$ pour le ^{130}Te , la valeur publiée avec le détecteur précédent, MIDBD, étant $T_{1/2}^{2\nu} = (6.1 \pm 1.4_{-3.5}^{+2.9}) \times 10^{20}$ années [133].

Afin d'étudier les performances des cristaux réalisés à partir d'isotopes enrichis, quatre modules de CUORICINO sur les 18 modules de 330 g en sont équipés : 2 modules avec du ^{128}Te (à 82.3% d'enrichissement) et 2 modules avec du ^{130}Te (à 75% d'enrichissement).

3.7.1.1 Compréhension du fond pour améliorer la sensibilité du détecteur

Plusieurs études ont été réalisées avec le détecteur CUORICINO, afin de comprendre les bruits de fond présents dans la région en énergie du processus $\beta\beta 0\nu$. Il faut tout d'abord préciser que le bruit de fond mesuré en 2004 [132] de 0.20 ± 0.02 coups. $\text{keV}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{an}^{-1}$ était en excellent accord avec la valeur simulée de 0.22 coups. $\text{keV}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{an}^{-1}$.

D'après les simulations Monte-Carlo et en accord avec les observations expérimentales, le bruit de fond dans la région $\beta\beta 0\nu$ semble en fait provenir de trois contributions majeures (voir en Tab. 3.60 les valeurs des contaminations internes utilisées dans la simulation) [133] :

- La première est liée aux contaminations internes dans les différents matériaux du détecteur, avec trois principales activités, exprimées en coups. $\text{keV}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{an}^{-1}$: la première dans le blindage de plomb, qui est inférieure à 7.0×10^{-4} , la seconde dans la structure de

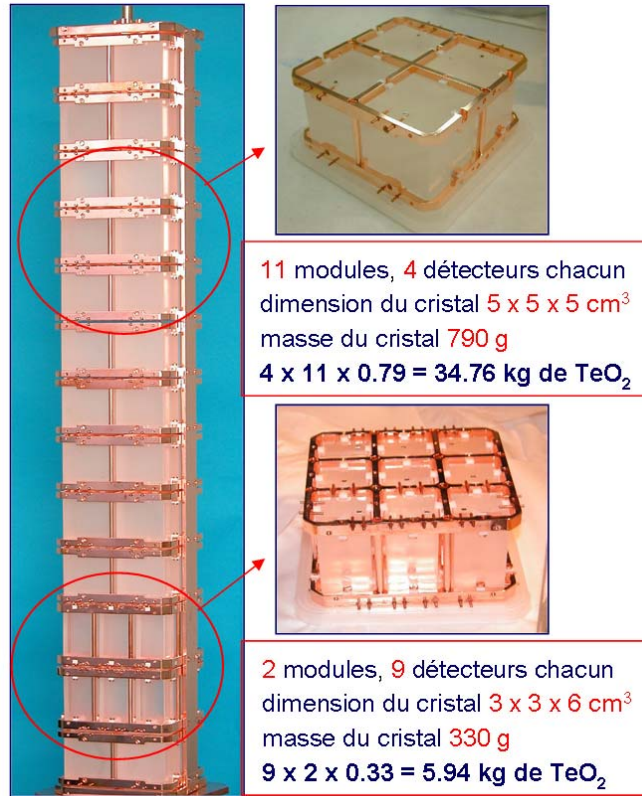


FIG. 3.159 – Photographie représentant la tour de cristaux de CUORICINO, avec 11 modules comportant 4 cristaux de 790 g chacun, pour une masse totale de 34.76 kg d’oxyde de tellure naturel, et 2 modules à 9 cristaux de 330 g chacun, pour une masse totale de 5.94 kg d’oxyde de tellure naturel. Cette constitution du détecteur en modules permet de modifier les cristaux si nécessaires, et notamment de remplacer l’oxyde de tellure naturel par de l’oxyde de tellure enrichi en isotope 130, comme il est fait actuellement sur quelques modules du détecteur.

| Contaminant | ²³² Th | ²³⁸ U | ⁴⁰ K | ²¹⁰ Pb | ⁶⁰ Co |
|---------------------|-------------------|------------------|-----------------|-------------------|------------------|
| TeO ₂ | 0.5 | 0.1 | 1 | 10 μBq/kg | 0.2 μBq/kg |
| cuivre | 4 | 2 | 1 | 0 | 10 μBq/kg |
| Plomb archéologique | 2 | 1 | 1 | 4 mBq/kg | 0 |
| Plomb à 16 Bq/kg | 2 | 1 | 1 | 16 Bq/kg | 0 |

TAB. 3.60 – Niveaux de contaminations internes (en pg/g), utilisées dans les simulations Monte-Carlo pour les cristaux de TeO₂, le cuivre de la structure et le plomb du blindage.

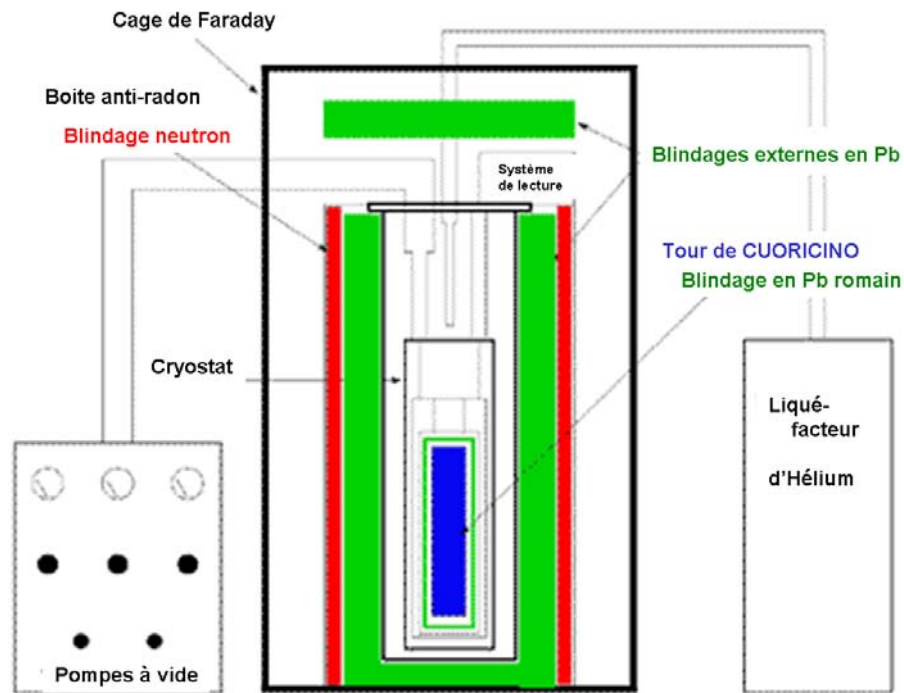


FIG. 3.160 – Installation expérimentale pour le détecteur CUORICINO au Gran Sasso.

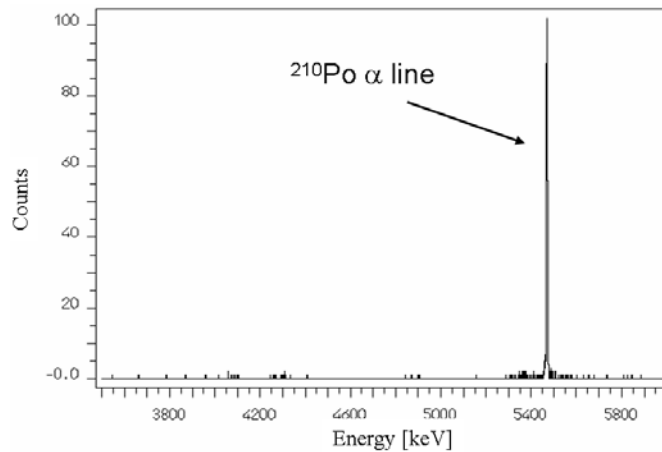


FIG. 3.161 – Spectre en énergie mesuré par un des détecteurs bolométriques de CUORICINO entre 3500 et 6000 keV. On distingue très clairement la raie α associée à la désintégration du ^{210}Po . Les résolutions (FWHM) mesurées avec ce détecteur sont respectivement de 0.8 keV à 46 keV, de 1.4 keV à 351 keV, de 2.1 keV à 911 keV, de 2.6 keV à 2.615 MeV et finalement de 3.2 keV à 5.407 MeV. En moyenne, la résolution en énergie pour l'ensemble des modules de CUORICINO est de 7.5 ou 9.5 keV (FWHM) à 2.615 MeV, suivant la taille des cristaux.

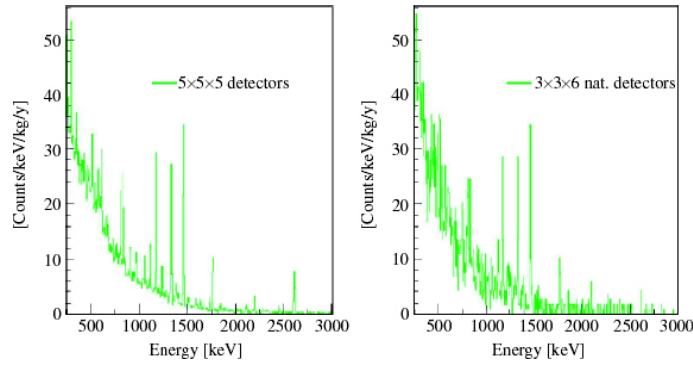


FIG. 3.162 – Spectres en énergie obtenus avec une source de thorium pour l'étalonnage des deux types de cristaux de CUORICINO.

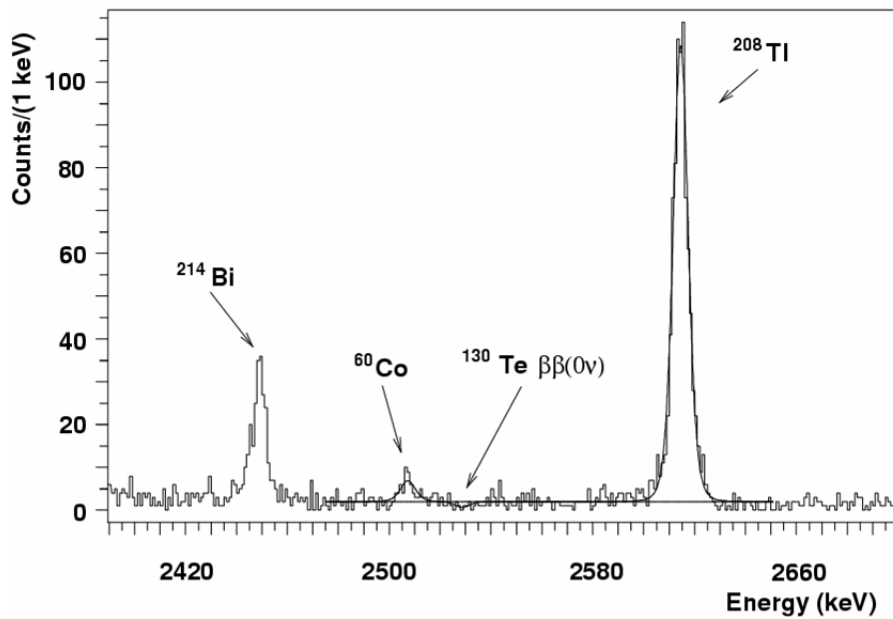


FIG. 3.163 – Spectre en énergie totale mesurée par le détecteur CUORICINO dans la région autour de $Q_{\beta\beta} = 2528.8$ keV. On voit clairement les deux raies γ du ²¹⁴Bi et du ²⁰⁸Tl. On note aussi la présence du pic à 2505 keV dû à l'effet de somme sur le ⁶⁰Co. Enfin, on n'observe pas de signal $\beta\beta 0\nu$ à la valeur attendue $Q_{\beta\beta}$ [124].

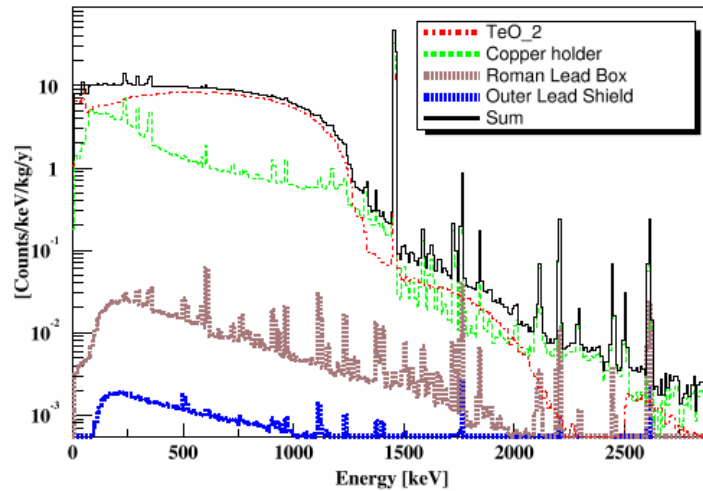


FIG. 3.164 – Spectre en énergie simulé pour les contaminations internes, entre 0 et 2.8 MeV.

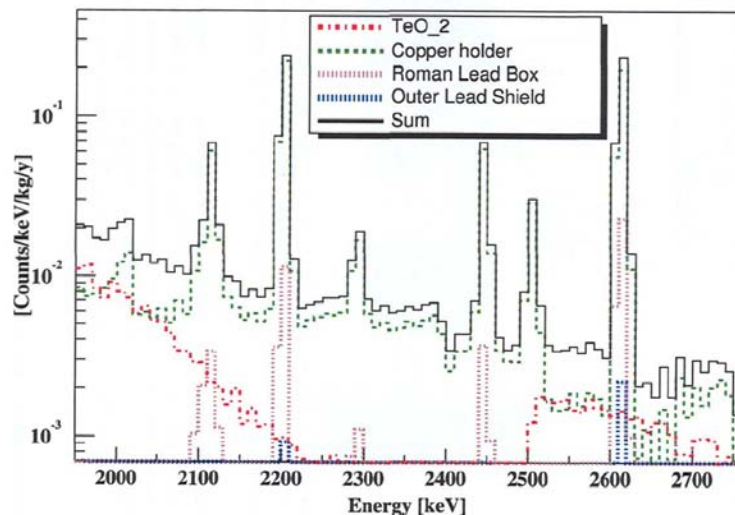


FIG. 3.165 – Zoom sur le spectre en énergie simulé pour les contaminations internes, entre 2 et 2.8 MeV.

cuiivre, inférieure à 1.5×10^{-3} , et la troisième dans les cristaux de TeO_2 du détecteur, inférieure à 1.6×10^{-3} . Ceci fixe la contamination maximale due aux contaminations internes à 3.8×10^{-3} coups.keV $^{-1}$.kg $^{-1}$.an $^{-1}$. Ces contaminations ont été obtenues à partir des simulations, et le spectre en énergie associé est présentée Fig. 3.164 sur toute la gamme en énergie de 0 à 2800 keV et Fig. 3.165 entre 2000 et 2800 keV (pour une énergie de transition à 2528.8 keV).

- La seconde est liée aux contaminations de surface, avec deux activités principales. La première sur la surface de cuivre, qui vaut $\sim 0.1 \pm 0.05$ coups.keV $^{-1}$.kg $^{-1}$.an $^{-1}$, et la deuxième sur la surface des cristaux de TeO_2 , qui vaut $(4 \pm 3) \times 10^{-2}$ coups.keV $^{-1}$.kg $^{-1}$.an $^{-1}$, principalement due au ^{238}U . Après coupure sur l'anticoïncidence, le bruit de fond dans la région $\beta\beta\nu$ dû

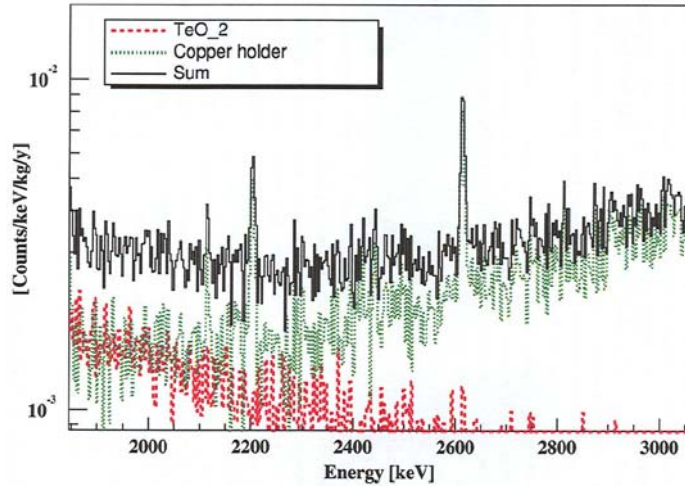


FIG. 3.166 – Spectre en énergie simulé pour les contaminations de surface, entre 1.8 et 3 MeV, en supposant une réduction d’un facteur 20 par rapport aux contaminations de surface actuellement simulées pour le cuivre et les cristaux de tellure.

aux contaminations de surface est réduit à 5.8×10^{-2} et 1.6×10^{-2} coups.keV⁻¹.kg⁻¹.an⁻¹ respectivement pour le cuivre et les cristaux (voir la Fig. 3.166, qui reproduit le spectre en énergie entre 1800 et 3000 keV, en supposant une réduction d’un facteur 20 de ces deux contaminations en surface).

- Finalement, la troisième contribution principale est liée à l’activité cosmogénique en ⁶⁰Co dans les cristaux de TeO₂, correspondant à environ 10⁻³ coups.keV⁻¹.kg⁻¹.an⁻¹.

Les simulations ont montré que les autres contributions pour le bruit de fond dans la région $\beta\beta 0\nu$, provenant des neutrons, muons, γ de haute énergie et de la décroissance $\beta\beta 2\nu$, étaient négligeables.

Pour améliorer la sensibilité de CUORICINO et encore plus dans l’optique d’une future expérience (voir Section 3.8.3), il faudra réduire de façon notable les pollutions de surface.

En conservant le fond actuel, la sensibilité du détecteur CUORICINO, avec ses 11.1 kg de ¹³⁰Te et en 5 ans de prise de données, devrait être $T_{1/2}^{0\nu} < 4 \times 10^{24}$ années pour la période, ce qui correspond à une limite supérieure sur la masse effective $\langle m_{\nu} \rangle$ entre 0.13 et 0.7 eV suivant les NME choisis par la collaboration [133].

Il est donc clair que l’expérience CUORICINO a la sensibilité requise pour confirmer le *Klapdor’s claim*. Néanmoins, comme il a été expliqué en Section 3.6, du fait des incertitudes sur les NME et du changement de noyau, la collaboration ne pourra pas infirmer le résultat si elle n’observe pas de signal $\beta\beta 0\nu$.

Finalement, la collaboration a montré que les techniques utilisées pour la conception et la réalisation de CUORICINO pouvaient être extrapolées pour construire un détecteur de masse plus importante, CUORE (voir Section 3.8.3).

3.7.2 L'expérience NEMO 3

Il ne s'agit évidemment pas ici de décrire de nouveau le détecteur NEMO 3, puisque toute la seconde partie de ce rapport lui est consacrée. Néanmoins, pour la clarté de cette troisième partie, il convient de rappeler quelques points, et notamment d'insister sur les qualités uniques de ce détecteur, la première lui permettant de signer les deux électrons émis à un même vertex, la seconde de mesurer l'ensemble des bruits de fond, et la troisième étant le fait de mesurer l'angle entre les deux électrons émis dans les processus $\beta\beta$, qui permet de reconstruire les distributions angulaires.

3.7.2.1 Le détecteur NEMO 3

Ce détecteur [134] est l'aboutissement de 10 ans de R&D menée par la collaboration NEMO⁶⁷. NEMO 3 est de forme cylindrique et constitué de 20 secteurs (voir Fig. 3.11 et 3.13 de la Section 3.1.2) identiques hormis la feuille source d'émetteur $\beta\beta$. La segmentation permet un accès simplifié à un ensemble de feuilles sources de différents isotopes, placées au centre du détecteur et constituées de feuilles soit métalliques, soit composites c'est-à-dire sous forme de poudre mélangée à une colle et prise en sandwich entre deux feuilles de Mylar. Cette source est au final elle aussi de forme cylindrique, de 3.1 m de diamètre, 2.5 m de haut, avec une densité surfacique de l'ordre de ~ 50 mg/cm².

La source est entourée de part et d'autre d'un détecteur de traces, qui est une chambre à dérive composée de 6180 cellules fonctionnant en régime Geiger dans un mélange gazeux constitué d'hélium, de 4% d'éthanol, de 1% d'argon et de 1500 ppm d'eau. Elle permet de reconstituer le vertex d'émission des deux électrons avec une précision de 0.6 cm dans le plan transverse et de 1.0 cm dans le plan longitudinal.

L'ensemble est entouré d'un calorimètre constitué de 1940 scintillateurs plastiques couplés à des photomultiplicateurs (PM) Hamamatsu bas bruit de fond, qui permettent la mesure de l'énergie et du temps de vol des particules. La résolution en énergie (FWHM) est de l'ordre de 15% à 1 MeV et la résolution en temps (σ) de l'ordre de 250 ps à 1 MeV.

Un champ magnétique vertical de 25 Gauss est créé à l'aide d'une bobine entourant le détecteur.

Les Fig. 3.99 à 3.104 de la Section 3.3.2.2 présentent différents types d'événements enregistrés par le détecteur NEMO 3 et reconstruits dans le plan transverse et le plan longitudinal. Je présenterai seulement ici pour mémoire un zoom sur un événement à deux électrons dans un secteur de ¹⁰⁰Mo (voir Fig. 3.167). Tous ces événements et les canaux d'analyse associés permettent de mesurer directement le spectre à deux électrons ainsi que les niveaux des différents bruits de fond (²⁰⁸Tl, ²¹⁴Bi, radon, neutrons et rayonnements γ externes).

Pour étudier les processus $\beta\beta 0\nu$, le détecteur contient 6.91 kg de ¹⁰⁰Mo et 0.93 kg de ⁸²Se, qui sont les deux isotopes présents en plus grande quantité, placés respectivement dans 12 secteurs et un peu plus de 2 secteurs. L'objectif est ici d'atteindre une sensibilité sur la masse effective du neutrino entre 0.2 et 0.4 eV. D'autres isotopes $\beta\beta$ sont présents en plus faible quantité, principalement pour l'étude du processus $\beta\beta 2\nu$, qui viendront en complément de l'étude détaillée produite par le ¹⁰⁰Mo et le ⁸²Se sur la distribution angulaire et le spectre en énergie à un électron. Il s'agit de 0.45 kg de ¹³⁰Te, 0.40 kg de ¹¹⁶Cd, 36.5 g de ¹⁵⁰Nd, 9.43 g de ⁹⁶Zr et 6.99 g de ⁴⁸Ca. Finalement, des feuilles sources sélectionnées pour leur radiopureté sont utilisées pour la mesure du bruit de fond externe. Il s'agit de 621 g de cuivre mais aussi de feuilles sources d'oxyde de tellure naturel très pur, qui tous deux permettent l'étude du bruit de fond dans la région d'énergie

⁶⁷France, Russie, USA, République tchèque, Finlande, Japon, et depuis peu Angleterre et Ukraine

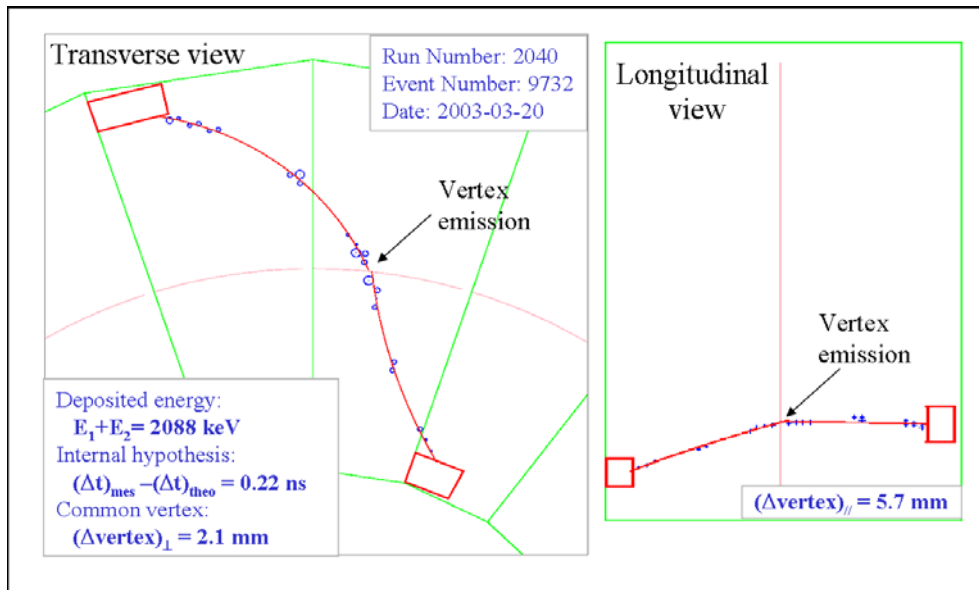


FIG. 3.167 – Zoom sur un événement de type $2e^-$, avec une énergie totale déposée de 2088 keV. Cet événement a une probabilité en temps associée à l'hypothèse interne (les deux électrons sont émis depuis la feuille source, avec $(\Delta T_{mes} - \Delta T_{cal})_{int} = 0.22$ ns), de plus les deux électrons ont un vertex commun sur la feuille source, avec $\Delta R\phi = 2.1$ mm. Cet événement satisfait donc les critères de sélection pour les événements de type $2e^-$.

autour de 3 MeV (les énergies de transition pour le ^{100}Mo et le ^{82}Se étant de l'ordre de 3 MeV). Ce tellure naturel permet d'autre part de compléter l'étude du processus $\beta\beta 2\nu$, puisque l'abondance isotopique naturelle de l'isotope 130 est de 33.8%, ce qui fournit 166 g supplémentaires de ^{130}Te . Après une phase de mise au point, le détecteur prend des données dans des conditions stables depuis le 14 février 2003.

3.7.2.2 Compréhension des bruits de fond avec NEMO 3

En ce qui concerne les bruits de fond au signal $\beta\beta 0\nu$ dans la région de 3 MeV, on distingue les bruits de fond dits "internes", parce qu'ils proviennent de contaminants présents dans les feuilles sources, de ceux dits "externes".

Le bruit de fond interne a deux origines : la première provient des événements de décroissance $\beta\beta 2\nu$ qui, du fait de la résolution non optimale du détecteur, ont une énergie décalée vers la région d'intérêt du processus $\beta\beta 0\nu$; la seconde vient des contaminations de la source en noyaux de ^{214}Bi ($Q_\beta = 3.2$ MeV) et de ^{208}Tl ($Q_\beta = 5.0$ MeV), noyaux fils créés par les chaînes de décroissance radioactive de l'uranium et du thorium respectivement. Ces noyaux sont des émetteurs β^- qui peuvent émettre en coïncidence un ou plusieurs rayonnements γ . Après émission du rayonnement γ , un deuxième électron peut être créé soit par effet Möller du β^- dans la source, soit par effet Compton d'un rayonnement γ (ce qui peut simuler un événement à deux électrons si le γ n'est pas détecté).

Les contraintes sur les activités liées aux impuretés en ^{214}Bi et ^{208}Tl présentes dans les sources ont été fixées pour que leur contribution au bruit de fond interne soit de moins de 1 événement par an et pour 10 kg de ^{100}Mo , ce qui correspond à des limites supérieures sur les activités de

300 $\mu\text{Bq/kg}$ pour le ^{214}Bi et de 20 $\mu\text{Bq/kg}$ pour le ^{208}Tl . Pour atteindre ces valeurs sur les 7 kg de ^{100}Mo enrichis, il a fallu développer, en parallèle de la méthode de purification physique utilisée à l'ITEP en Russie, une méthode de purification chimique réalisée à l'INL, aux USA.

Dans les sources, le niveau de contamination en ^{208}Tl mesuré avec le détecteur NEMO 3 est de l'ordre de 60-100 $\mu\text{Bq/kg}$, valeur très préliminaire du fait de la contribution possible du radon dans le canal d'analyse. Cette valeur est en très bon accord avec la limite obtenue avec les détecteurs HPGe avant le montage des sources dans le détecteur. Notons que la contamination en ^{214}Bi est quant à elle fixée dans les analyses à la spécification demandée pour NEMO 3, soit 300 $\mu\text{Bq/kg}$, puisqu'elle n'a pas encore été mesurée du fait de la présence de radon dans le détecteur lors de la première phase de données (de février 2003 à décembre 2004). Cette valeur est très proche de la limite obtenue en HPGe. Il est intéressant d'ajouter que d'après les simulations, la sensibilité de NEMO 3 sur la mesure de la contamination en ^{208}Tl sera de quelques $\mu\text{Bq/kg}$ avec un an de données sans radon (voir ci-après).

En ce qui concerne les sources de bruit de fond "externes", elles ont pour origine les neutrons, les muons, les rayonnements γ de la radioactivité naturelle, mais surtout le radon.

Le flux de neutrons rapides, épithermiques et thermiques au LSM est de quelques $10^{-6} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Les neutrons sont produits par réactions (α, n) dans la roche ou par fission spontanée de l'uranium. La capture de neutrons dans les matériaux du détecteur tels que le fer et le cuivre peut donner lieu à des réactions (n, γ) , le rayonnement γ pouvant alors avoir une énergie jusqu'à 10.2 MeV. L'interaction de ces photons dans les feuilles sources peut produire des paires e^+e^- (identifiées grâce au champ magnétique) ou encore deux électrons, par double effet Compton ou par effet Compton associé à un effet Möller. La valeur du champ magnétique ainsi que le blindage du détecteur contre les neutrons (30 cm d'eau ou 28 cm de bois), ont été optimisés pour qu'il n'y ait aucun événement de bruit de fond lié aux neutrons au-dessus de 2.8 MeV en 5 ans de prise de données.

Aucun photon issu de la radioactivité naturelle n'est émis au-delà de 2.615 MeV et de ce fait cette radioactivité n'est a priori pas gênante pour l'étude des processus $\beta\beta 0\nu$ de quasiment tous les isotopes présents dans NEMO 3, qui ont une énergie de transition au-delà de cette valeur. Cependant, il faut tout de même réduire au maximum cette source de bruit de fond, d'une part pour garder un taux de déclenchements très bas dans le détecteur, mais aussi pour conserver la possibilité d'étudier des isotopes comme le ^{130}Te ($Q_{\beta\beta} = 2.528 \text{ MeV}$). La principale source de rayonnement γ provient du verre des photomultiplicateurs, bien que ceux-ci aient été développés pour être bas bruit de fond. En effet, l'activité totale mesurée en spectroscopie γ HPGe pour les 600 kg de verre des PM de NEMO 3 est de 800 Bq en ^{40}K , 300 Bq en ^{214}Bi et 18 Bq en ^{208}Tl , ce qui représente des activités trois ordres de grandeur plus faibles que celles d'un seul photomultiplicateur en verre standard. Tous les autres matériaux présents dans le détecteur (200 tonnes) ont une activité inférieure à 1 Bq/kg en ^{208}Tl et en ^{214}Bi après sélection par spectroscopie γ .

Le bremsstrahlung des muons (4 muons/m²/jour au LSM) produit quant à lui des rayonnements γ de plusieurs dizaines de MeV. Le flux et le spectre en énergie de ces photons ont été mesurés avec un détecteur NaI par la collaboration [135]. Avec 20 cm de blindage de fer et à la profondeur du LSM (4800 m.w.e.), le rejet des paires permet que ces photons ne contribuent pas du tout au bruit de fond de la décroissance $\beta\beta 0\nu$.

Concernant le radon, qui est le bruit de fond dominant, il est présent dans l'atmosphère du laboratoire à un niveau moyen de 20 Bq/m³ et décroît avec une période de 3.8 jours vers le ^{218}Po , puis vers le ^{214}Bi avec une période de 30 minutes. Il a été établi que le radon pénètre dans le détecteur par diffusion, et deux mesures ont été réalisées pour déterminer l'activité en radon

présente dans la chambre à fils de NEMO 3 : la première avec un détecteur de radon mesurant le gaz à la sortie de NEMO 3, et la seconde à partir de l'analyse des événements enregistrés par NEMO 3 dans le canal $e^- \alpha N \gamma$ (avec $N \geq 0$). Les deux mesures, en accord, ont donné une valeur typique de l'activité en ^{222}Rn de l'ordre de $20 - 30 \text{ mBq/m}^3$ à l'intérieur de NEMO 3, mais il a été montré que l'analyse du canal $e^- \alpha N \gamma$ était la méthode de mesure la plus sensible pour mesurer cette activité, malgré une erreur systématique relativement élevée due à la simulation Monte-Carlo pour les particules α .

A partir de ces études de bruit de fond, il a été possible de déterminer le nombre d'événements attendus dans la fenêtre en énergie $\beta\beta 0\nu$, soit $[2.8 - 3.2] \text{ MeV}$ pour le ^{100}Mo :

$\lesssim 10^{-3} \text{ coups.kg}^{-1}.\text{an}^{-1}$ en ce qui concerne le bruit de fond externe en ^{214}Bi et ^{208}Tl , qui est négligeable ;

$\lesssim 0.05 \text{ coups.kg}^{-1}.\text{an}^{-1}$ pour les bruits de fond externes dus aux neutrons et aux rayonnements γ de haute énergie, qui sont aussi négligeables ;

$\sim 0.1 \text{ coups.kg}^{-1}.\text{an}^{-1}$ dus aux impuretés de ^{208}Tl présentes dans les feuilles sources de ^{100}Mo ;

$\sim 0.3 \text{ coups.kg}^{-1}.\text{an}^{-1}$, qui est le niveau de bruit de fond attendu lié à la décroissance $\beta\beta 2\nu$ pour le ^{100}Mo ;

$\sim 1 \text{ coup.kg}^{-1}.\text{an}^{-1}$ provenant du radon présent dans le détecteur, ce qui montre que le radon était clairement le bruit de fond dominant au processus $\beta\beta 0\nu$, avec un facteur environ 10 fois trop élevé pour atteindre la sensibilité $\beta\beta 0\nu$ espérée.

Finalement, dans la fenêtre en énergie $[2.8 ; 3.2] \text{ MeV}$, 7 événements ont été observés pour le ^{100}Mo après 389 jours de prises de données alors que le bruit de fond attendu était de 8.0 ± 1.9 événements [125]. En conclusion, les données et la simulation présentent un bon accord, et notamment pour la simulation du radon.

Une usine de traitement de l'air frais arrivant dans le laboratoire a été conçue pour réduire le taux de radon. L'air, appauvri en radon, est directement envoyé dans une tente dans laquelle est installé le détecteur. Le système est opérationnel depuis le mois d'octobre 2004 et le niveau de radon autour du détecteur a été depuis abaissé à 100 mBq/m^3 (à comparer aux 20 Bq/m^3 dans l'air du laboratoire). L'activité à l'intérieur du détecteur a été de ce fait réduite d'un facteur supérieur à 7, soit $\lesssim 3 \text{ mBq/m}^3$, et de nouvelles améliorations sont en cours pour atteindre la valeur nominale de 2 mBq/m^3 , afin de rendre négligeable ce bruit de fond lié au radon. Notons que cette valeur nominale est quasiment atteinte depuis mai 2005, suite à l'augmentation du flux de gaz dans le détecteur, à environ 450 l/h .

Après 389 jours de prise de données, ce qui correspond à une exposition de 7.47 kg.an pour le ^{100}Mo et 1.007 kg.an pour le ^{82}Se , la limite sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ est supérieure à 4.6×10^{23} années pour le ^{100}Mo et à 1.0×10^{23} années pour le ^{82}Se [125], ce qui correspond pour la masse effective du neutrino à une limite comprise entre 0.66 et 2.82 eV pour le ^{100}Mo et entre 1.71 et 4.86 eV pour le ^{82}Se respectivement, en utilisant les intervalles sur les éléments de matrice nucléaires définis en Section 3.8.7 de ce chapitre. Les spectres associés de la somme en énergie des deux électrons émis dans la région d'intérêt du processus $\beta\beta 0\nu$ sont présentés respectivement sur les Fig. 3.168 et 3.169 pour ces deux isotopes. La Fig. 3.170 présente le spectre de la somme en énergie des deux électrons émis au-dessus de 2.4 MeV sur la même période, pour les secteurs de cuivre et de tellure naturel dédiés à l'étude du bruit de fond externe dans la région autour de 3 MeV . Ce dernier spectre montre d'une part que le radon est le bruit de fond dominant, et d'autre part que la simulation reproduit bien cette contamination en radon [125].

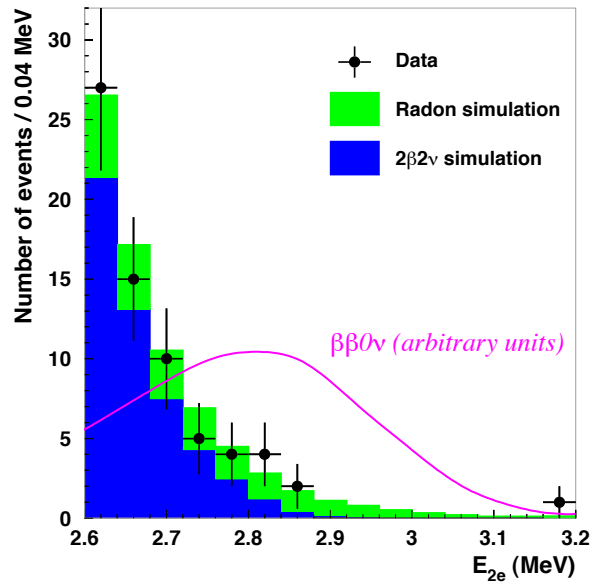


FIG. 3.168 – Spectre de la somme en énergie des deux électrons émis au-dessus de 2.6 MeV pour 6.914 kg de ^{100}Mo , après 389 jours de prise de données [125].

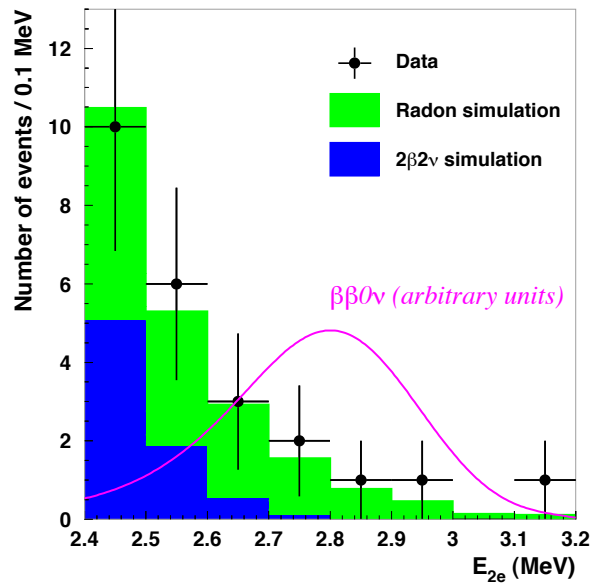


FIG. 3.169 – Spectre de la somme en énergie des deux électrons émis au-dessus de 2.4 MeV pour 0.932 kg de ^{100}Mo , après 389 jours de prise de données [125].

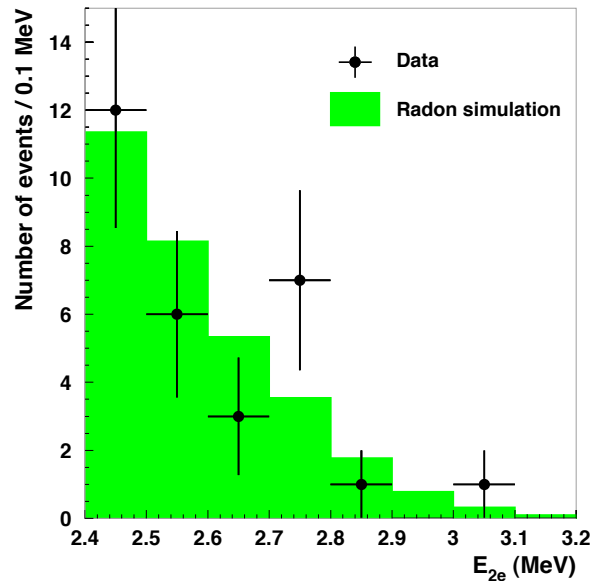


FIG. 3.170 – Spectre de la somme en énergie au-dessus de 2.4 MeV dans le canal à deux électrons pour les secteurs de cuivre et de tellure naturel, montrant que le radon est le bruit de fond dominant, bien reproduit par la simulation [125].

3.7.2.3 Enseignements de la prise de données et sensibilités attendues

Les deux premières années de prise de données avec NEMO 3 ont montré que les performances attendues pour le détecteur, tant pour la chambre à dérive et le calorimètre que pour le système de déclenchement, ont été atteintes. Les cellules de dérive fonctionnant en régime Geiger ont des résolutions transverses et longitudinales respectives de 0.6 mm et 0.8 cm, ce qui conduit après reconstruction des trajectoires à des résolutions sur le vertex à deux électrons respectives de 0.6 cm dans le plan transverse et 1.0 cm dans le plan longitudinal. En ce qui concerne le calorimètre, la résolution en énergie (FWHM) à 3 MeV est de l'ordre de 8 à 9%. Seules 0.5% des cellules Geiger ne fonctionnent pas, et 2% des photomultiplicateurs n'ont pas de signal exploitable, mais des remplacements dans leur chaîne de distribution de la haute tension devraient permettre de récupérer la plupart d'entre eux. Après plus de deux ans de fonctionnement, il n'a été observé aucun signe de détérioration des performances, ni du calorimètre, ni du détecteur de traces.

La construction du détecteur NEMO 3 et l'analyse des données ont montré que la collaboration NEMO était capable d'identifier toutes les sources de bruit de fond d'un détecteur de type tracko-calorimètre, et de construire un tel détecteur avec un très bas bruit de fond, notamment en maîtrisant les fonds externes (radioactivité naturelle, neutrons et muons). D'autre part, le détecteur est capable de mesurer les contaminations internes de ses sources $\beta\beta$ et les techniques choisies sont très robustes. La collaboration a aussi montré qu'il était possible de purifier par des méthodes chimiques les sources émettrices $\beta\beta$ tant en ^{214}Bi qu'en ^{208}Tl . Enfin, les techniques d'élimination du radon dans l'air sont maîtrisées, et la collaboration a prouvé son savoir-faire pour développer des détecteurs HPGe très bas bruit de fond et des détecteurs sensibles à une activité en radon de 1 mBq/m³.

L'enseignement principal de cette prise de données est que l'ensemble des sources de bruit de fond de NEMO 3 a été compris et maîtrisé. Nous avons vu précédemment que la contribution du bruit de fond externe était négligeable, avec ~ 0.1 coups.kg⁻¹.an⁻¹ dans la fenêtre en énergie [2.8 - 3.2] MeV. En ce qui concerne le bruit de fond interne en ²⁰⁸Tl, les dernières activités mesurées sont 60 μBq/kg pour le ¹⁰⁰Mo et 300 μBq/kg pour le ⁸²Se (cette dernière valeur étant en accord avec la mesure de 400 ± 100 μBq/kg obtenue avec les détecteurs HPGe). Les activités en ²¹⁴Bi interne sont fixées à 300 μBq/kg pour le ¹⁰⁰Mo et 1200 μBq/kg pour le ⁸²Se (d'après les résultats HPGe tant qu'on n'a pas effectué la mesure). Les mesures des demi-vies pour le processus permis sont respectivement :

$$T_{1/2}^{2\nu} = [7.11 \pm 0.02 \text{ (stat)} \pm 0.54 \text{ (syst)}] \times 10^{18} \text{ ans pour le } ^{100}\text{Mo},$$

ce qui correspond à de l'ordre de 0.3 coups.kg⁻¹.an⁻¹ dans la fenêtre en énergie [2.8 - 3.2] MeV), et

$$T_{1/2}^{2\nu} = [9.6 \pm 0.3 \text{ (stat)} \pm 1.0 \text{ (syst)}] \times 10^{20} \text{ ans pour le } ^{82}\text{Se},$$

donnant une contribution négligeable dans la fenêtre.

En prenant en compte ces différentes contributions, les sensibilités attendues d'ici 2010 sont les suivantes⁶⁸, en utilisant les intervalles sur les éléments de matrice nucléaires définis en Section 3.8.7 de ce chapitre :

$$T_{1/2}^{0\nu} > 4 \times 10^{24} \text{ ans (90\% C.L.) soit } \langle m_\nu \rangle < 0.22 - 0.96 \text{ eV pour le } ^{100}\text{Mo}$$

$$T_{1/2}^{0\nu} > 8 \times 10^{23} \text{ ans (90\% C.L.) soit } \langle m_\nu \rangle < 0.61 - 1.72 \text{ eV pour le } ^{82}\text{Se}$$

Là encore, cet intervalle de masse effective indique que pour une valeur favorable de l'élément de matrice, l'expérience NEMO 3 a la sensibilité requise pour confirmer le *Klapdor's claim*, mais toujours du fait des incertitudes sur les NME et du changement de noyau, la collaboration ne pourra pas infirmer le résultat si elle n'observe pas de signal $\beta\beta 0\nu$.

Finalement, la collaboration NEMO a montré que les techniques utilisées pour la conception et la réalisation du détecteur NEMO 3 pouvaient être extrapolées pour construire un détecteur de plus grande taille, SuperNEMO (voir Section 3.8.4).

⁶⁸En supposant que l'on a réglé complètement le problème du radon. Dans le cas où le facteur de suppression du radon ne pourrait être amélioré à mieux que ce que nous avons actuellement et resterait à 7, et de ce fait en gardant une efficacité au processus $\beta\beta 0\nu$ de 8% pour le ¹⁰⁰Mo, il vaut mieux alors donner une valeur conservative de la période, comme indiqué dans le chapitre 3, avec $T_{1/2}^{0\nu} > 2 \times 10^{24}$ ans à 90% C.L., soit $\langle m_\nu \rangle < 0.31 - 1.35$ eV

3.8 Perspectives à 10 ans pour les expériences $\beta\beta$

Les résultats des expériences d'oscillations (voir Section 2.3.1), comme la publication d'une "évidence" pour un signal de double désintégration bêta interdite (présentée en Section 3.6) ont suscité une certaine effervescence, tant dans la communauté double bêta, qu'en physique du neutrino. De fait, comme il a été montré au premier chapitre de ce rapport, la connaissance de l'échelle absolue des masses de neutrinos passe par les mesures des processus β , $\beta\beta\nu$ associées à des mesures cosmologiques. La sensibilité des expériences actuelles n'étant pas suffisante pour tester un spectre de masse autre que quasi-dégénéré, la demande est venue de gagner au moins un ordre de grandeur sur la masse effective, pour atteindre une limite supérieure d'au moins 50 meV. Mais pour gagner un ordre de grandeur sur $\langle m_\nu \rangle$, il faudrait gagner deux ordres de grandeur sur la masse mesurée, avec toutes les contraintes que cela procure, notamment en terme de fond (voir Eq. 3.35).

Il existe un grand nombre de projets proposés pour l'étude des processus de double désintégration bêta pour les années à venir, néanmoins certains d'entre eux me semblent totalement utopiques à une échelle de 10 ans, soit parce qu'ils se proposent d'utiliser une trop grande masse d'isotopes enrichis (alors que les techniques d'enrichissement rapides et à moindre coût ne sont pas encore au point), soit parce qu'ils oublient qu'une augmentation de la masse d'un facteur 10 (voire 100) impliquera une réduction des fonds du même facteur 10 (donc 100), même avec une excellente résolution en énergie, afin de conserver le même temps de mesure.

Pour rester dans un contexte plus réaliste, je m'intéresserai donc ici principalement à trois des projets européens que sont GERDA (voir Section 3.8.2), CUORE (en Section 3.8.3) et SuperNEMO (en Section 3.8.4), représentatifs des trois techniques actuelles : les diodes Germanium, les détecteurs cryogéniques et les détecteurs tracko-calo. Je présenterai aussi en premier lieu l'expérience EXO (en Section 3.8.1), une expérience dont le volume de tracking est aussi la source $\beta\beta$, pour lequel la proposition d'expérience initiale semblait vraiment intéressante.

Enfin, je terminerai en Section 3.8.5 par quelques mots sur d'autres expériences futures, avant d'essayer en Sections 3.8.6 et 3.8.7 de comparer les sensibilités des projets GERDA/MAJORANA, CUORE et SuperNEMO.

3.8.1 Le projet EXO

L'expérience EXO (Enriched Xenon Observatory) est un projet pour l'étude des processus $\beta\beta$ avec l'isotope ^{136}Xe . Le xénon 136 est un isotope très intéressant pour une expérience de double désintégration bêta de grandes dimensions, puisqu'il combine une valeur relativement élevée de son énergie de transition, $Q_{\beta\beta} = 2468$ keV, une possibilité d'enrichissement simple et à moindre coût (puisque le xénon est déjà en phase gazeuse avec $\eta = 8.9\%$), l'absence d'isotopes radioactifs à grande durée de vie, une facilité de purification et la possibilité de transfert du xénon d'un détecteur à un autre si une nouvelle technologie devenait accessible. De plus, la purification peut être réalisée sur le site même de l'expérience, et un système de purification en ligne peut être ajouté au détecteur si nécessaire. Enfin, la période du processus permis n'a jamais été mesurée pour le ^{136}Xe (une limite ayant été obtenue par mesure directe, avec $T_{1/2}^{2\nu}(^{136}\text{Xe}) > 8.1 \times 10^{20}$), mais on s'attend à ce qu'elle soit au moins 6 fois celle du ^{76}Ge , avec $T_{1/2}^{2\nu}(^{76}\text{Ge}) = 1.42_{-0.07}^{+0.09} \times 10^{21}$ années [136]. La collaboration EXO, principalement américano-canadienne, implique aussi l'ITEP de Moscou (Russie) et les universités de Neuchâtel et Yverdon (Suisse).

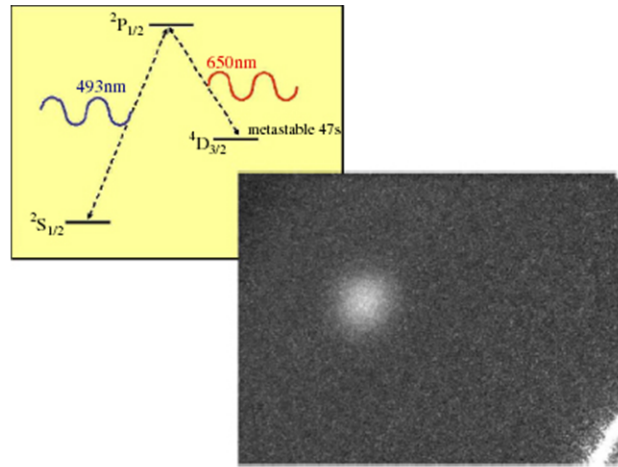
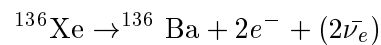


FIG. 3.171 – Schéma des niveaux atomiques de l'ion $^{136}\text{Ba}^+$ pour la technique d'identification laser de l'expérience EXO, et photographie de la lumière laser obtenue dans une chambre de tests [138].

Dans sa proposition d'expérience, la collaboration projette au final d'utiliser 10 tonnes de xénon enrichis en isotope 136, afin de construire un détecteur "zéro bruit de fond", avec une bonne résolution en énergie, une reconnaissance des trajectoires et l'identification des ions $^{136}\text{Ba}^+$ produits lors des processus de double désintégration bêta



et de ce fait le seul bruit de fond restant devant être celui dû au processus $\beta\beta 2\nu$ [137].

La signature et l'identification de l'ion baryum $^{136}\text{Ba}^+$ (après stabilisation partielle de l'ion $^{136}\text{Ba}^{++}$), en isolant cet ion, puis par fluorescence laser induite, est possible par spectroscopie atomique de l'ion Ba^+ , technique qui a permis l'observation d'ions individuels illuminés par des longueurs d'onde appropriées depuis déjà une vingtaine d'années.

Le principe est présenté Fig. 3.171. L'ion Ba^+ a une très intense transition permise à 493 nm entre l'état fondamental $^2\text{S}_{1/2}$ et l'état excité $^2\text{P}_{1/2}$. Sous excitation optique, il existe un rapport d'embranchement de 30% vers l'état métastable $^4\text{D}_{3/2}$. L'identification spécifique de l'ion Ba^+ est réalisée en l'excitant de nouveau vers l'état $^2\text{P}_{1/2}$ avec des photons de longueur d'onde 650 nm, et en observant la lumière bleue émise à 493 nm par la transition de 8 ns (70%) vers son état fondamental. Quand l'équilibre est atteint, l'ion rayonne de l'ordre de 6×10^7 photons par seconde. On peut voir sur la même figure, en bas à droite, l'image d'un ion Ba^+ dans le piège test développé par EXO. La difficulté vient du fait qu'il faudra atteindre l'ion simultanément avec les deux faisceaux laser aux deux fréquences.

L'expérience EXO a prévu d'utiliser le xénon comme cible active dans une TPC (chambre à projection temporelle), comme représenté sur la Fig. 3.172, le xénon devant être soit en phase gazeuse (GXe), soit en phase liquide (LXe). Dans le cas GXe, un tir de faisceau laser sur le vertex d'un candidat $\beta\beta$ est prévu. Dans le cas LXe, l'ion baryum candidat doit au préalable être extrait et transporté dans un piège à ions pour l'observation de la fluorescence.

Le xénon en phase liquide ou gazeuse étant aussi scintillant, la résolution en énergie pourrait

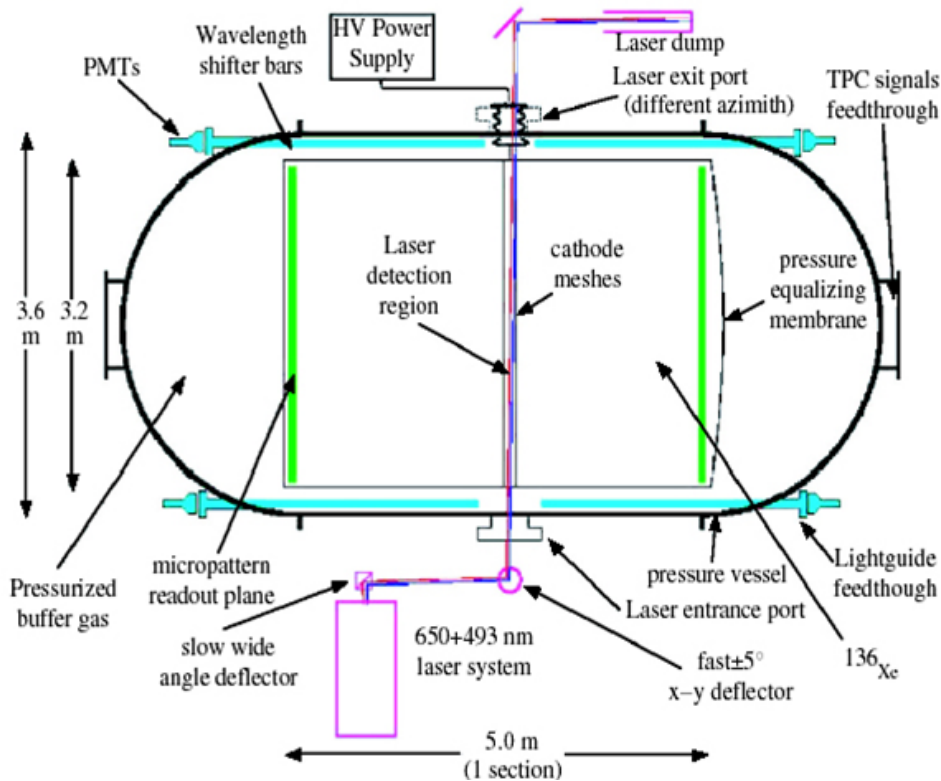


FIG. 3.172 – Schéma conceptuel de la TPC gazeuse haute-pression d'EXO au ^{136}Xe , avec l'identification laser des ions Ba^+ [138]. Un volume de 35 m^3 de xénon à 20 atmosphères contiendrait de l'ordre de 2 tonnes de Xe.

être améliorée en détectant à la fois la charge de l'ionisation et la lumière de scintillation. Ceci permettrait aussi d'obtenir une troisième coordonnée spatiale dans la TPC.

Plusieurs phases de R&D ont lieu en même temps dans les différents laboratoires de la collaboration. La spectroscopie des ions Ba^+ en atmosphère gazeuse de xénon à différentes pressions est en cours. D'autres études visent à démontrer la faisabilité de localiser l'ion, de le soumettre à l'excitation laser, et de détecter la lumière à 493 nm par des photomultiplicateurs.

La collaboration EXO s'intéresse à présent principalement à la version TPC LXe, qui a l'avantage d'être de plus petite taille que la version TPC gazeuse et de résoudre les problèmes de volume et de pression. Le désavantage est que la lumière laser subit trop de diffusions pour utiliser la technique de localisation et d'envoi des faisceaux laser sur le vertex de l'ion baryum, il faut donc tout d'abord extraire cet ion et le piéger avant de procéder à l'identification laser. Des tests sur des ions radium ont donné récemment des résultats intéressants. Un autre désavantage est que la TPC liquide a une très mauvaise résolution spatiale.

En utilisant la scintillation du xénon et en observant l'anti-corrélation entre la scintillation et l'ionisation, il a cependant été montré qu'il était possible de reconstruire l'énergie des électrons dans une version LXe. La collaboration a ainsi pu améliorer nettement la résolution en énergie afin d'atteindre 2% à 2.5 MeV ($Q_{\beta\beta} = 2.47\text{ MeV}$) et 4 kV/cm, ce qui devrait permettre de discriminer entre le processus permis et un signal $\beta\beta\nu$ [139].

Dans un premier temps, la collaboration EXO a donc décidé d'utiliser 200 kg de ^{136}Xe (enrichi à 80%) liquide dans une TPC de taille modeste, pour détecter cette lumière de scintillation et préparer une version de taille plus importante (jusqu'à 10 tonnes). Ce détecteur prototype devrait être transféré au laboratoire souterrain WIPP (Waste Isolation Pilot Plant) à Carlsbad, au Nouveau Mexique.

Cependant, il est dommage que la technique TPC GXe ne soit plus développée pour l'instant (la capacité d'identification des bruits de fond ayant été démontrée par l'expérience du Gotthard [129]). Avec la technique LXe, on est encore loin, notamment en termes d'efficacité et de bruit de fond, de la sensibilité présentée par la collaboration EXO dans la version initiale GXe avec identification des ions baryum, pour laquelle le seul bruit de fond restant devait provenir des événements $\beta\beta 2\nu$.

Il faut maintenant attendre les résultats de la TPC LXe avec 200 kg de xénon enrichi à 80% en isotope 136, qui sera donc essentiellement un prototype de première génération pour étudier les bruits de fond de l'expérience. En attendant ces résultats, avec des prédictions sur l'efficacité et le bruit de fond au processus $\beta\beta 0\nu$ de respectivement 70% et 3 événements, et une résolution en énergie $\sigma(E)/E = 2\%$, la sensibilité annoncée sur la période est $T_{1/2}^{0\nu} > 3.3 \times 10^{25}$ ans, ce qui correspond à une limite supérieure sur la masse effective du neutrino dans l'intervalle $\langle m_\nu \rangle < 0.39 - 1.2$ eV [140]. Sans préciser la technique utilisée, les sensibilités présentées dans la même référence pour les expériences ultérieures avec une masse plus importante (toujours avec du xénon enrichi à 80% en ^{136}Xe , et une efficacité de 70%) sont respectivement, avec 1000 kg (10 tonnes) de xénon, en 5 ans (10 ans), un bruit de fond de 0 ± 1.8 événements (0 ± 5.5 événements) dans la zone en énergie $\beta\beta 0\nu$, la période attendue est $T_{1/2}^{0\nu} > 8.3 \times 10^{26}$ ans ($T_{1/2}^{0\nu} > 1.3 \times 10^{28}$ ans) pour un intervalle sur la masse effective $\langle m_\nu \rangle < 51 - 140$ meV ($\langle m_\nu \rangle < 13 - 37$ meV) [140].

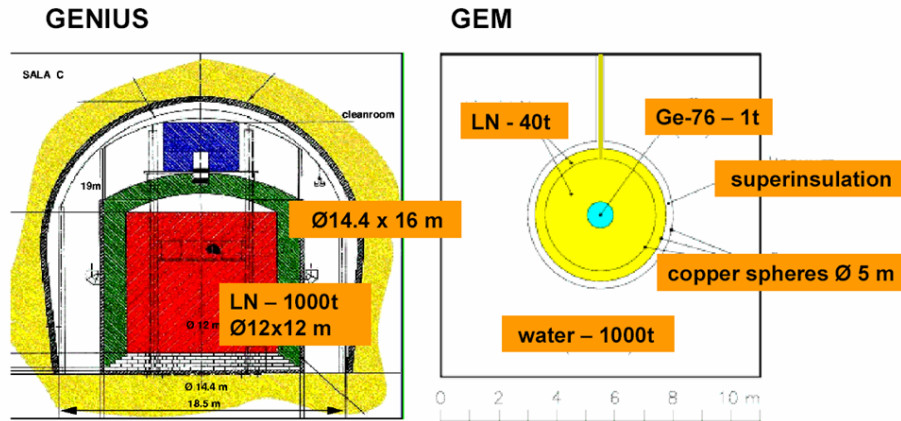
3.8.2 Le projet GERDA

3.8.2.1 Le détecteur

Une des conclusions importantes de l'expérience HM a été de montrer que le bruit de fond dominant de l'expérience était localisé majoritairement en dehors du détecteur, les impuretés contenues dans les cristaux de ^{76}Ge étant négligeables. Il semble alors possible d'atteindre un niveau de bruit de fond de $10^{-3} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1} \cdot \text{an}^{-1}$, qui devrait donc conduire à une exposition à "zéro bruit de fond" sur quelques centaines de kg.an d'isotopes. La proposition d'expérience GERDA (GERmanium Detector Array) [141] au LNGS est basée sur ce concept "zéro bruit de fond".

Heuser [142] en 1995, puis Klapdor-Kleingrothaus et al. [143] en 1997 pour la proposition GENIUS au LNGS, ont proposé d'utiliser des cristaux de germanium nus dans de l'azote (N_2) liquide, en tirant avantage des techniques développées par l'expérience BOREXINO pour produire de l'azote liquide extrêmement pur (à 10^{-6} g/g). Le prototype GENIUS-TF [144] au LNGS a montré la validité de ce concept. La proposition d'expérience GEM [145] en 2001, utilisait aussi des concepts similaires (voir Fig. 3.173).

Le projet GERDA au LNGS est la reprise de ces projets. Le principe est d'utiliser des cristaux de Ge enrichis en ^{76}Ge plongés directement dans de l'azote liquide ou de l'argon liquide pour supprimer les matériaux autour du détecteur et réduire ainsi le bruit de fond. GERDA a de plus développé l'idée d'une structure graduelle, avec des matériaux sélectionnés (voir Fig. 3.174).



Klapdor-Kleingrothaus., Baudis, Heusser,
Majorovits, Päs, hep-ph/9910205

Zdesenko, Ponkratenko, Tretyak
nucl-ex/0106021

FIG. 3.173 – Schémas de conception proposés pour les expériences GENIUS et GEM, qui ont inspiré le projet GERDA.

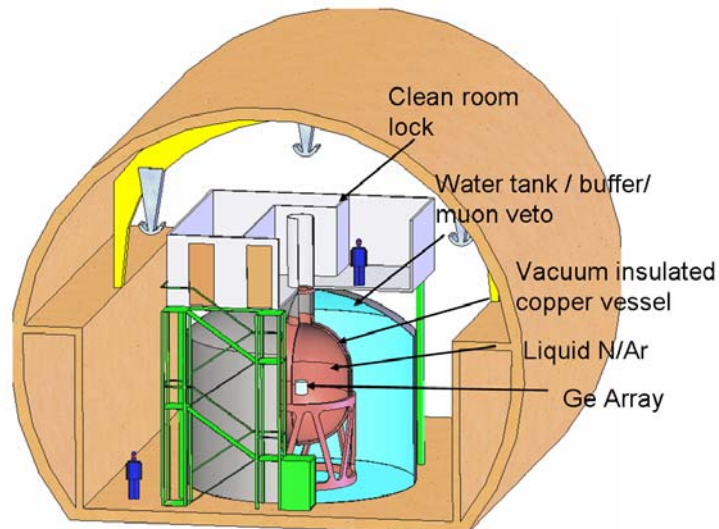


FIG. 3.174 – Schéma de conception pour l'expérience GERDA, avec le détecteur Ge plongé directement dans l'azote liquide ou l'argon liquide.

3.8.2.2 La sensibilité de GERDA

L'expérience est prévue en trois phases, avec du ^{76}Ge et une résolution en énergie inférieure à 4 keV à $Q_{\beta\beta} = 2039$ keV. L'idée est d'améliorer la sensibilité en appliquant des techniques ultra bas bruit de fond et des nouvelles méthodes de discrimination entre événements $\beta\beta$ et événements de bruit de fond, basées sur la segmentation, l'analyse de la forme des signaux et ensuite la lecture de la scintillation de l'argon liquide.

Dans une première phase, dite phase I, la collaboration GERDA va utiliser les cristaux des expériences IGEX (6 kg) et HM (11 kg), soit 17 kg de cristaux enrichis à 86% en ^{76}Ge , avec un niveau de bruit de fond prévu de $10^{-2} \text{ kg}^{-1}.\text{keV}^{-1}.\text{an}^{-1}$. Dans cette configuration, GERDA aura une sensibilité sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ de l'ordre de 3×10^{25} années, suffisante pour infirmer à 99.6% le *Klapdor's claim*, ou pour confirmer ce signal à 5σ (voir Fig. 3.175).

Pour la suite, dans la phase II, le but est d'atteindre une exposition de 100 kg.an. Pour ce faire, la production de 30-35 kg de ^{76}Ge a débuté en Sibérie en février 2005 (prévue sur une durée de 6 mois), avec un enrichissement de 99.99%, en minimisant l'activité cosmogénique. Un programme de R&D a aussi débuté pour améliorer la purification chimique à 85%. Enfin, des détecteurs segmentés prototypes (de type p) ont été commandés et sont en cours de production. En améliorant la radiopureté pour atteindre un niveau de bruit de fond de $10^{-3} \text{ kg}^{-1}.\text{keV}^{-1}.\text{an}^{-1}$ (voir Section 3.8.2.3), l'expérience GERDA prévoit alors pour cette phase II une sensibilité sur la période $T_{1/2}^{0\nu} > 2 \times 10^{26}$ ans et sur la masse effective $\langle m_\nu \rangle < 90 - 290$ meV d'ici 2010 (voir Fig. 3.175). Cette phase de l'expérience est d'ores et déjà acceptée et financée. Elle sera elle aussi installée au LNGS.

La troisième phase, dite phase III, devrait encore permettre d'augmenter d'un ordre de grandeur cette sensibilité, en augmentant l'exposition jusqu'à ~ 1000 kg.an. En conservant le même bruit de fond attendu de $10^{-3} \text{ kg}^{-1}.\text{keV}^{-1}.\text{an}^{-1}$, la sensibilité sur la période pourrait alors être $T_{1/2}^{0\nu} = 3 \times 10^{27}$ années (voir Fig. 3.175), ce qui devrait néanmoins nécessiter de très gros efforts. L'idée est, pour réaliser cette étape, de joindre les forces des collaborations GERDA et MAJORANA (voir Section 3.8.5.5).

3.8.2.3 Etude du bruit de fond

La Fig. 3.176 présente les bruits de fond attendus pour l'expérience GERDA phase I, d'après les premières simulations Monte-Carlo, ce dernier ayant été élaboré à partir des simulations et des connaissances de bruits de fond acquises lors de l'expérience HM. On obtient une limite supérieure sur le bruit de fond de $\sim 1.75 \times 10^{-2} \text{ coups.keV}^{-1}.\text{kg}^{-1}.\text{an}^{-1}$ alors que la sensibilité précédemment discutée est calculée pour un bruit de fond de $10^{-2} \text{ coups.keV}^{-1}.\text{kg}^{-1}.\text{an}^{-1}$ en phase I.

Le bruit de fond est actuellement dominé par l'activité liée aux cosmogéniques ^{68}Ge et ^{60}Co . La collaboration doit donc prévoir des techniques de réduction additionnelles pour le bruit de fond, et notamment pour les phases suivantes. Les premières mesures sur un prototype de petites dimensions à base d'argon liquide (LAr), ont montré une atténuation du bruit de fond externe en accord avec les simulations.

L'exemple de la décroissance du ^{60}Co est présenté Fig. 3.177, les rayonnements γ issus de la décroissance de ces noyaux étant une source de bruit de fond pour les diodes Ge. Les γ du ^{60}Co peuvent être détectés à la fois dans la diode par un dépôt d'énergie multi-site, mais aussi par un dépôt d'énergie dans le milieu environnant. Un détecteur idéal doit donc être capable de mesurer l'énergie dans le blindage environnant, ce qui est possible avec un blindage actif à argon liquide

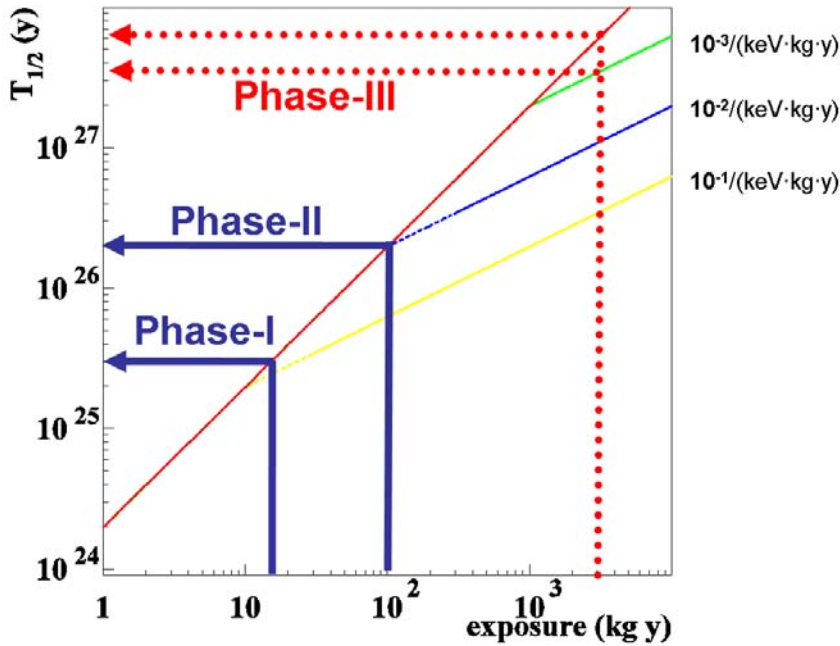


FIG. 3.175 – Sensibilités $\beta\beta\nu$ qui pourraient être atteintes pour la phase I (en un an de données avec 15 kg de ^{76}Ge), la phase II (en 3 ans de données avec 35 kg de ^{76}Ge) et la phase III de GERDA (la phase III correspondant à une exposition de plus de 1000 kg.an). Les périodes obtenues pour les phases II et III sont calculées en supposant un même bruit de fond de $10^{-3} \text{ kg}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1} \cdot \text{an}^{-1}$ [146].

| Source | B [10^{-3} cts/(keV kg y)] | Assumptions: |
|--|-------------------------------|---|
| Ext. γ from ^{208}Tl (^{232}Th) | <1 | 180 days exposure after enrichment + 180 days underground storage |
| Ext. neutrons | <0.05 | |
| Ext. muons | <0.1 | |
| Int. ^{68}Ge ($t_{1/2} = 270$ d) | 12 | |
| Int. ^{60}Co ($t_{1/2} = 5.27$ y) | 2.5 | 30 days exposure after crystal growing |
| ^{222}Rn in LN/LAr | <0.2 | |
| ^{208}Tl , ^{238}U in holder | <1 | |
| Surface contam. | <0.6 | |

derived from measurements and MC simulations

FIG. 3.176 – Bruits de fond attendus pour GERDA phase I, d'après les mesures et les simulations Monte-Carlo. On obtient une limite supérieure sur le bruit de fond de $17.45 \times 10^{-3} \text{ coups} \cdot \text{keV}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{an}^{-1}$.

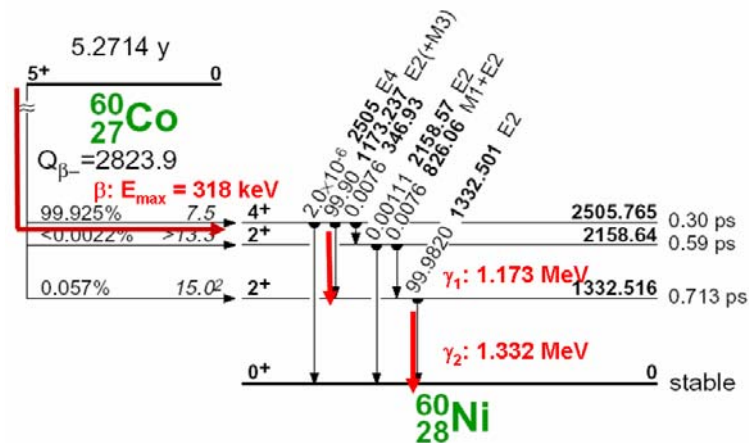


FIG. 3.177 – Schéma de décroissance du ^{60}Co , avec la cascade γ à 1173 et 1332 keV, qui donne un effet de somme à 2505 keV.

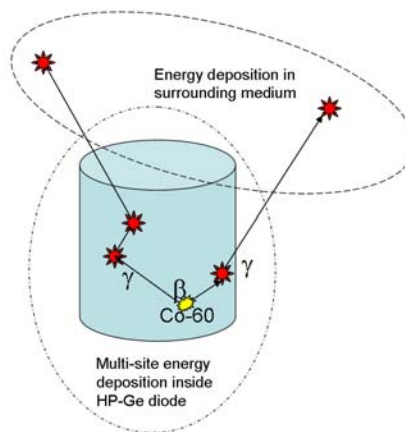


FIG. 3.178 – Localisation d'un bruit de fond issu de la désintégration d'un ^{60}Co dans un détecteur idéal, avec un dépôt d'énergie multi-site dans la diode HP-Ge et un dépôt d'énergie dans le milieu entourant la diode.

(LAR) en observant la lumière de scintillation, et doit aussi mesurer plusieurs dépôts d'énergie dans le cristal (voir Fig. 3.178). Il faut pour ce faire ajouter le principe de segmentation.

La Fig. 3.179 présente les résultats de la simulation Monte-Carlo, et montre qu'un facteur de réduction du fond de trois ordres de grandeur pourrait être atteint en appliquant les différentes améliorations suivantes : une anticoincidence entre les détecteurs, une segmentation des électrodes de lecture (en phase II), une analyse de la forme des signaux (en phases I et II), l'attente pour la décroissance des cosmogéniques comme le ^{68}Ge , la coïncidence dans la chaîne de décroissance, et enfin la détection de la lumière de scintillation dans l'argon liquide.

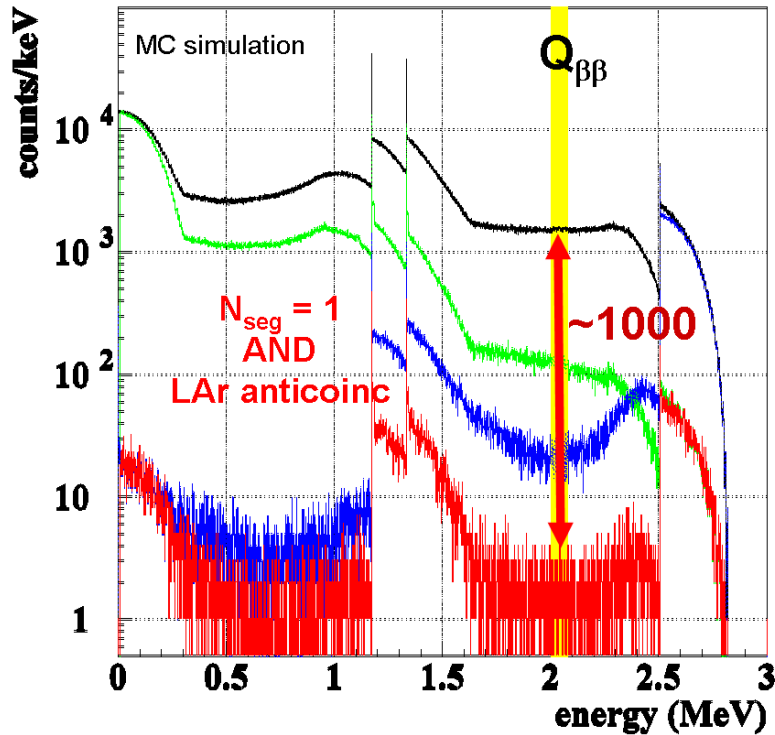


FIG. 3.179 – Simulations Monte-Carlo montrant qu'un facteur de réduction de 1000 pourrait être obtenu sur le bruit de fond dû au ^{60}Co , en combinant une anticoincidence dans l'argon liquide avec une segmentation des détecteurs, en demandant $N_{seg} = 1$. On voit sur cette figure les trois pics en énergie dus aux γ du ^{60}Co , à 1.173 et 1.332 MeV, et leur somme à 2.505 MeV.

3.8.2.4 Statut de l'expérience GERDA

La lettre d'intérêt a été envoyée en mars 2004 au LNGS, suivie en septembre de la proposition d'expérience, avec 70% du financement garanti.

En février 2005, l'expérience a été approuvée par le LNGS et la production de ^{76}Ge enrichi pour la phase II a débuté à l'ECP.

En mars 2005, la construction du système LArGe (Argon liquide et Germanium) a débuté, et la proposition technique a été publiée.

Le but est d'avoir à l'automne 2006 le remplissage des détecteurs et la période de mise au point, pour un résultat de la phase I fin 2007.

Il faut noter que, depuis fin 2004, les collaborations GERDA et MAJORANA ont déjà démarré de fructueux échanges, notamment sur les simulations.

3.8.3 Le projet CUORE

3.8.3.1 Présentation du détecteur et sensibilité attendue

Comme il été expliqué précédemment, le détecteur CUORE est une extrapolation en masse du détecteur CUORICONO (voir Section 3.7.1) et représente l'étape suivante pour la collaboration.

Le détecteur CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) [133] sera constitué de 988 bolomètres avec des cristaux d'oxyde de tellure naturel et installé au LNGS (voir Fig. 3.158). Réalisé à partir de 19 tours de type CUORICINO (voir Fig. 3.180), il contiendra 741 kg d'oxyde de tellure naturel, correspondant à 203 kg de ^{130}Te .

Dans le cas d'un bruit de fond de $0.01 \text{ coups.kg}^{-1}.\text{keV}^{-1}.\text{an}^{-1}$ associé à une résolution en énergie de 5 keV à 2528 keV, la sensibilité attendue pour l'expérience en 5 ans est $T_{1/2}^{0\nu} > 2.1 \times 10^{26}$ années pour la période et $\langle m_\nu \rangle < 24 - 130 \text{ meV}$ pour la masse effective du neutrino. Cette valeur du bruit de fond est une valeur conservative, donnée par les simulations Monte-Carlo, et prenant en compte le fait que la structure de CUORE permet une grande suppression du fond par utilisation de la méthode d'anticoïncidence.

Si la collaboration réussit dans les quatre ans qui viennent à améliorer la contamination radioactive de surface ainsi que le bruit de fond dû aux cosmogéniques, un bruit de fond de $0.001 \text{ coups.kg}^{-1}.\text{keV}^{-1}.\text{an}^{-1}$ pourrait être atteint. Associé à la même résolution en énergie de 5 keV à $Q_{\beta\beta} = 2528 \text{ keV}$, il devrait fournir en 5 ans une sensibilité $T_{1/2}^{0\nu} > 6.6 \times 10^{26}$ années pour la période et $\langle m_\nu \rangle < 13 - 73 \text{ meV}$ pour la masse effective du neutrino. La prise de données devrait commencer en 2010 au LNGS, pour un résultat final en 2015. En remplaçant l'oxyde de tellure naturel par du ^{130}Te , l'expérience CUORE devrait potentiellement être capable d'atteindre une période de 1.9×10^{27} années.

3.8.3.2 Etude des bruits de fond et performances

Un programme intensif de R&D a démarré depuis 2000 dans le Hall C d'installation cryogénique du LNGS, afin de tester et d'améliorer les performances des bolomètres proposés pour CUORE. Plusieurs modules de quatre détecteurs ont été testés et ont donné d'excellents résultats en terme de stabilité et de résolution en énergie. Des mesures de bruit de fond dédiées sont menées afin de comprendre les contaminations radioactives observées en volume et en surface dans plusieurs matériaux. Un exemple est donné sur la Fig. 3.182, qui représente le spectre d'étalonnage obtenu en exposant un des modules de type CUORE, de dimensions $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$, à une source radioactive combinée de ^{238}U et ^{232}Th placée juste derrière le réfrigérateur de dilution du Hall C au LNGS.

Il faut rappeler ici que le détecteur CUORICINO, présenté en Section 3.7.1, sert de prototype au détecteur CUORE, et notamment pour étudier la réjection du bruit de fond, en particulier celle due aux contaminations de surface. D'après les résultats de CUORICINO :

- on a une limite supérieure sur la contamination interne de $3.8 \times 10^{-3} \text{ coups.keV}^{-1}.\text{kg}^{-1}.\text{an}^{-1}$ dans la région $\beta\beta 0\nu$.
- les bruits de fond attendus pour CUORE sur les contaminations en surface après coupure sur l'anticoïncidence sont respectivement de 1.6×10^{-2} et $5.8 \times 10^{-2} \text{ coups.keV}^{-1}.\text{kg}^{-1}.\text{an}^{-1}$ pour les cristaux de TeO_2 et la structure de cuivre.

Il faudra donc réduire les bruits de fond en surface d'un facteur 60 pour obtenir le bruit de fond attendu de $10^{-3} \text{ coups.keV}^{-1}.\text{kg}^{-1}.\text{an}^{-1}$. Un facteur 2 devrait être obtenu facilement en réduisant les dimensions de la structure de cuivre. Le facteur 30 supplémentaire pourrait être

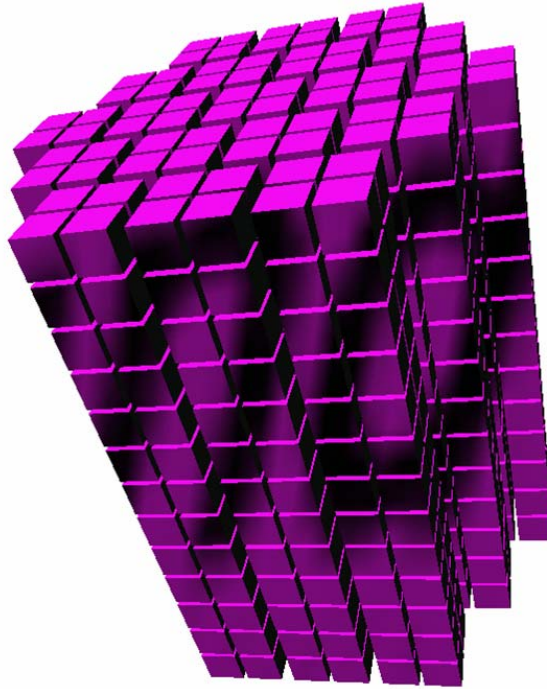


FIG. 3.180 – Représentation artistique du détecteur CUORE qui est un assemblage de tours de type CUORICINO de 70 cm de hauteur. CUORE est un assemblage de 988 bolomètres groupés en 19 tours contenant chacune 13 modules de 4 cristaux chacun. Le détecteur CUORE contient 741 kg de TeO_2 naturel, soit 600 kg de tellure naturel ou 203 kg de ^{130}Te . Les cristaux sont séparés de seulement quelques millimètres, avec très peu de matière entre eux pour minimiser les contaminations radioactives. Le détecteur CUORE sera installé au LNGS (voir Fig. 3.158).

obtenu grâce à des procédures de nettoyages des surfaces rigoureuses, différentes pour les cristaux et le cuivre, qui doivent encore être testées pour vérifier leur efficacité.

En ce qui concerne le bruit de fond cosmogénique résiduel en ^{60}Co après deux ans en laboratoire souterrain, les simulations Monte-Carlo sont encore à préciser pour confirmer la valeur du bruit de fond associé dans la région $\beta\beta 0\nu$.

Les simulations ont montré que les autres contributions pour le bruit de fond dans la région $\beta\beta 0\nu$ (neutrons, muons, γ de haute énergie et décroissance $\beta\beta 2\nu$) pouvaient être rendues négligeables grâce à la profondeur du LNGS, les blindages (notamment en polyéthylène boré), et l'excellente résolution en énergie.

3.8.3.3 Option CUORE avec enrichissement

Si les résultats de CUORICINO sur les modules avec cristaux enrichis en ^{130}Te sont favorables du point de vue des performances et du bruit de fond, la collaboration pourrait envisager une version complète ou mixte avec cristaux enrichis à 95% en isotope 130.

Pour la version complète, avec un bruit de fond de 10^{-3} coups.keV $^{-1}$.kg $^{-1}$.an $^{-1}$, le détecteur contenant 741 kg de ^{130}Te (à 95%), la sensibilité en 5 ans pourrait être de $T_{1/2}^{0\nu} > 1.9 \times 10^{27}$ années pour la période, soit une limite supérieure entre 8 et 45 meV sur la masse effective.

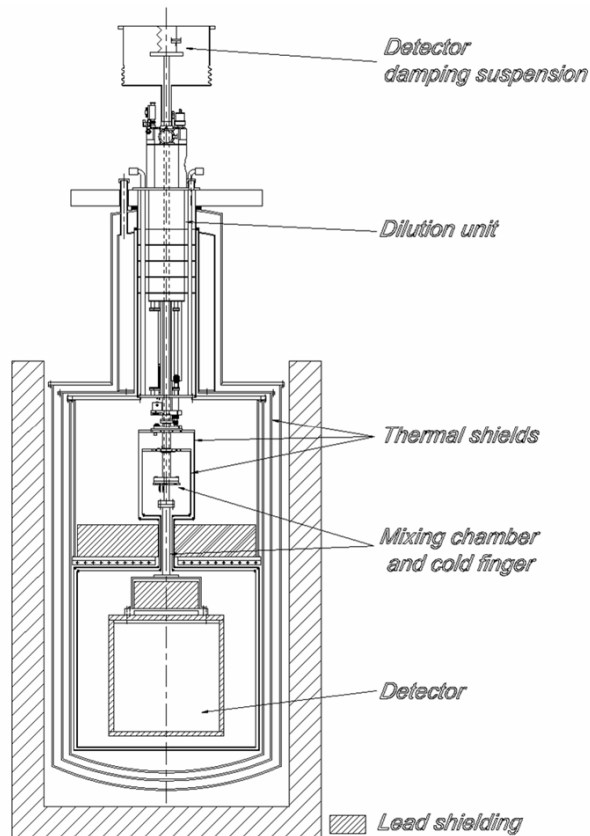


FIG. 3.181 – Projet de setup pour CUORE, avec une suspension, des blindages thermiques et un blindage externe de plomb constitué de plusieurs couches : la plus interne en plomb archéologique (d'activité inférieure à 4 mBq/kg), celle du milieu en plomb courant (d'activité inférieure à 16 Bq/kg), et la couche externe en plomb usuel (d'activité inférieure à 160 Bq/kg). Il est aussi prévu un autre blindage externe de 10 cm d'épaisseur contre le radon. Enfin, l'ensemble devrait être enfermé dans une boîte étanche contenant un flux d'azote gazeux comme protection contre le radon.

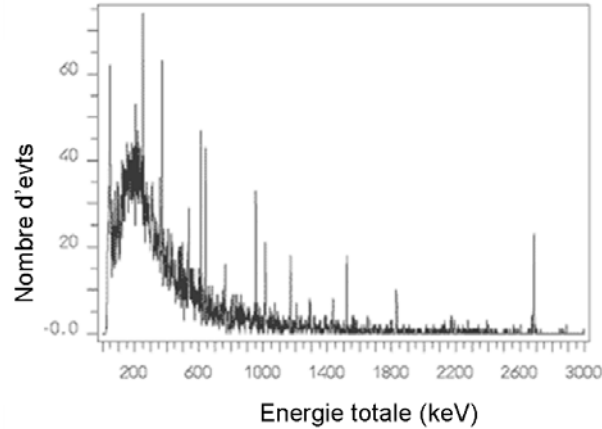


FIG. 3.182 – Spectre d'étalonnage en énergie obtenu en exposant un des modules de type CUORE, de dimensions $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$, à une source radioactive combinée de ^{238}U et ^{232}Th . La plupart des raies γ observées sont répertoriées dans le Tab. 3.2 en Section 3.1.3.1.

| Composition | Abondance isotopique (%) | Energie de transition (keV) |
|-----------------------|--------------------------|-----------------------------|
| $^{48}\text{CaF}_2$ | 0.0187 | 4272 |
| ^{76}Ge | 7.44 | 2039 |
| $^{100}\text{MoPb}_4$ | 9.63 | 3034 |
| $^{116}\text{CdWO}_4$ | 7.49 | 2804 |
| $^{130}\text{TeO}_2$ | 33.8 | 2529 |
| $^{150}\text{NdF}_3$ | 4.64 | 3368 |

TAB. 3.61 – Candidats $\beta\beta\nu$ les plus favorables pour une utilisation en cristaux bolométriques.

La version mixte est d'ores et déjà envisagée, sans modification de la structure de CUORE, avec les 4 colonnes centrales contenant leurs 9 plans internes en $^{130}\text{TeO}_2$ (95%) et leurs deux plans de part et d'autre en $^{nat}\text{TeO}_2$. Ceci doublerait la sensibilité actuellement prévue sur la masse effective, si le bruit de fond est le même pour les cristaux enrichis que pour les cristaux de tellure naturel. De plus, un signal $\beta\beta\nu$ pourrait apparaître par soustraction entre le spectre enrichi et le spectre naturel.

3.8.3.4 Etude avec d'autres noyaux

D'autres candidats peuvent être insérés dans la structure de CUORE, sous forme de cristaux simples ou multiples. Les plus favorables du point de vue thermique et nucléaire sont présentés en Tab. 3.61.

Tous ces candidats ont été testés avec succès comme absorbeurs dans un détecteur cryogénique [147], à l'exception de ceux à base de néodyme (NdF_3 et NdGaO_3) à cause des propriétés diamagnétiques de ce noyau. Les tests expérimentaux avec deux cristaux cubiques de NdGaO_3 de 1.3 et 3 cm de côté n'ont pas réussi à atteindre, après plusieurs semaines de refroidissement, une température inférieure à 28 mK, et cette valeur est trop élevée pour produire des bolomètres ayant une résolution en énergie suffisante. La dernière étape expérimentale est de tester des cristaux à base de néodyme enrichi en ^{150}Nd , en espérant obtenir des meilleures performances.

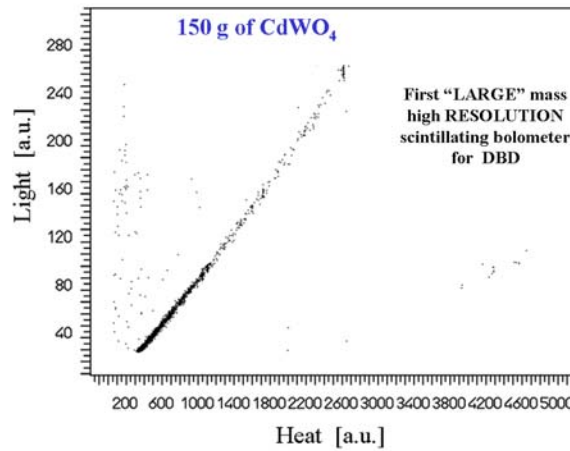


FIG. 3.183 – Spectre de scintillation lumineuse mesurée en fonction de la chaleur, pour un bolomètre contenant un cristal de 150 g de CdWO_4 [147].

Il me semble qu'à ce stade des essais, les bolomètres les plus intéressants pourraient être en CdWO_4 ou en MoPbO_4 , permettant l'utilisation conjointe de la scintillation et de la mesure de chaleur. La Fig. 3.183 présente la première mesure "scintillation versus chaleur" pour un bolomètre à base de cadmium naturel [147]. Même si ces essais sont très prometteurs, les performances en termes d'efficacité, de résolution en énergie et de bruit de fond sont encore à étudier, et notamment avec du cadmium enrichi en isotope ^{116}Cd , dont l'abondance naturelle n'est pas assez élevée pour une utilisation sans enrichissement (7.5%). Néanmoins, si on compare le ^{116}Cd au ^{130}Te , on a une valeur de $Q_{\beta\beta} = 2802$ keV plus élevée, au-dessus de la raie γ à 2615 keV du ^{208}Tl donc une minimisation du fond externe, avec un espace de phase plus favorable. Par contre la période du processus $\beta\beta 2\nu$ est de l'ordre de 3×10^{19} années, c'est-à-dire un ordre de grandeur plus faible que celle du ^{130}Te . Ceci n'est pas forcément gênant, à condition que les performances de ce bolomètre en termes de résolution en énergie soient au moins aussi bonnes que celles obtenues jusqu'ici pour CUORICINO.

3.8.3.5 Conclusions pour CUORE

Les performances de CUORICINO sont prometteuses pour la réalisation du futur détecteur CUORE, avec notamment des résultats importants pour la réduction des fonds. De nouvelles procédures associées aux techniques de décontamination des surfaces ont été proposées et doivent encore être testées, ces contaminations de surface produisant à l'heure actuelle l'essentiel du bruit de fond dans la région $\beta\beta 0\nu$. La collaboration doit réduire ces fonds d'un facteur ~ 60 afin d'atteindre les objectifs fixés dans la proposition d'expérience, correspondant à un bruit de fond de 10^{-3} coups. $\text{keV}^{-1}.\text{kg}^{-1}.\text{an}^{-1}$. Je rappelle qu'en ce cas, avec 203 kg équivalents de ^{130}Te et une résolution de 5 keV à 2528.8 keV, la sensibilité obtenue en 5 ans, avec une exposition de ~ 1000 kg.an, serait alors $T_{1/2}^{0\nu} > 6.6 \times 10^{26}$ années et $\langle m_\nu \rangle < 13 - 73$ meV respectivement pour la période et la masse effective du neutrino.

3.8.4 Le projet SuperNEMO

Je terminerai ma description détaillée des expériences futures possibles par le projet SuperNEMO, auquel je suis associée.

Dès le mois de décembre 2003, les membres de la collaboration NEMO, auxquels se sont associés de nouveaux groupes venant d'Angleterre, des Etats-Unis et du Japon, ont commencé à réfléchir sur la possibilité d'extrapoler la technique de NEMO 3 (voir Section 3.7.2) à un détecteur de plus grandes dimensions, permettant d'accueillir une plus grande masse de sources. L'idée première était de vérifier la possibilité d'atteindre une sensibilité de 50 meV sur la masse effective du neutrino. Suite à cette réunion, une "expression d'intérêt" a été écrite et diffusée en juin 2004.

Le détecteur SuperNEMO [148] reprendrait donc les techniques de NEMO 3, à savoir une source mince installée entre deux volumes de détecteur de traces et un calorimètre, afin d'identifier les deux électrons et de mesurer le spectre en énergie à un électron ainsi que les corrélations angulaires. Le but est de gagner un facteur 100 sur la période du processus $T_{1/2}^{0\nu}$, afin d'atteindre de l'ordre de 2×10^{26} années, ce qui devrait conduire à cette sensibilité sur la masse effective de $\langle m_\nu \rangle \sim 50$ meV dans le cadre de l'échange d'un neutrino de Majorana massif mais léger.

Les principaux points à améliorer par rapport au détecteur NEMO 3 sont tout d'abord d'accroître la masse tout en réduisant les contaminations internes en ^{208}Tl et en ^{214}Bi , mais aussi d'améliorer la résolution en énergie et l'efficacité de détection du processus $\beta\beta 0\nu$. Je décrirai ici particulièrement les projets de R&D auxquels doivent participer les laboratoires français de la collaboration SuperNEMO.

3.8.4.1 La géométrie du détecteur SuperNEMO

Le détecteur serait composé de plusieurs modules identiques (par exemple 20 modules contenant chacun 5 kg de l'isotope choisi), constitués chacun d'une source, d'un détecteur de traces et d'un calorimètre indépendants les uns des autres. Ceci doit permettre d'une part de commencer la prise de données sans avoir à attendre la fin du montage du détecteur, et d'autre part de faciliter la construction, la mise en place du détecteur et d'éventuels remplacements.

Il est envisagé de revenir à une géométrie plane, comme pour le détecteur NEMO 2 [149], plutôt que cylindrique comme c'était le cas dans NEMO 3. Bien que le rapport entre la masse et le volume soit alors plus défavorable, cette solution est plus simple du point de vue mécanique, les modules seront ainsi plus faciles à construire, ce qui devrait laisser une certaine souplesse dans le montage. Le câblage et l'étanchéité au radon du détecteur seront eux aussi facilités.

Une géométrie possible pour un module du détecteur SuperNEMO est présentée Fig. 3.184, avec une source de 4 m de longueur sur 3 m de hauteur, soit une surface de 12 m². Avec une épaisseur de source de 40 mg/cm² (ou 2 x 20 mg/cm² en utilisant le principe de deux sources actives séparées par deux plans de cellules de dérive), on obtiendrait ainsi une masse d'environ 5 kg d'isotope $\beta\beta$ par module. Les chambres à dérive et les murs du calorimètre auraient alors une dimension de 5 m x 4 m, supérieure à la taille de la source afin d'augmenter l'efficacité de détection. La largeur du détecteur de traces serait quant à elle de 1 m (50 cm de part et d'autre de la feuille source). En envisageant des gros blocs de scintillateurs lus par des photomultiplicateurs de 8", il faudrait pour chaque module de l'ordre de 1000 PM, associés à 3000 cellules de dérive pour le détecteur de traces.

Dans cette configuration, avec 20 modules de ce type pour une masse totale de 100 kg d'isotopes, le nombre total de voies serait alors :

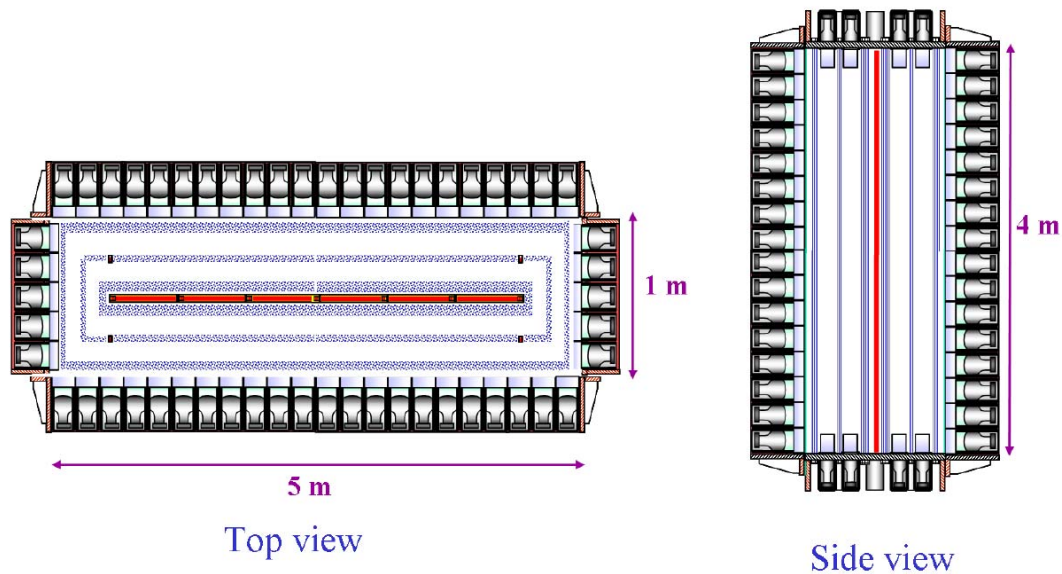


FIG. 3.184 – Schéma conceptuel possible pour un module de SuperNEMO, à géométrie plane. On trouve à gauche la vue de dessus et à droite la vue de côté. Un module a pour dimensions 5 m de long, 1 m de large et 4 m de haut. On trouve la source au centre (5 kg, 40 mg/cm^2), entourée de plans de cellules de dérive pour le détecteur de traces (structure en 4-2-3, environ 3000 cellules), l'ensemble étant fermé par un calorimètre d'environ 1000 ensembles scintillateur+PM.

- 60 000 cellules pour la chambre à dérive, chacune avec 3 signaux lus, soit 180 000 voies d'électronique, qui pourraient être réduite à 9 000 en multiplexant les voies ;
- 20 000 voies pour le calorimètre (dans une version où les blocs de scintillateur seraient remplacés par des barres de scintillateurs lues par des PM aux deux extrémités, le nombre de voies de PM pourrait alors être réduit à 2000).

3.8.4.2 Le choix de l'isotope

Malgré des progrès très nets (et notamment récemment [155]) dans les méthodes de calculs des éléments de matrice nucléaires, la théorie n'est toujours pas en mesure de prédire avec certitude le noyau le plus favorable. Aujourd'hui encore, il faut donc baser le choix des isotopes essentiellement sur des critères de bruit de fond, d'espace de phase et de possibilité d'enrichissement.

Pour réduire le bruit de fond venant du processus de double désintégration bêta permise $\beta\beta 2\nu$, il est préférable de choisir un émetteur $\beta\beta$ ayant une période pour le processus permis d'au moins 10^{20} années. D'autre part, une énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ élevée favorise un meilleur espace de phase et permet de situer la région en énergie intéressante pour le processus $\beta\beta 0\nu$ au-dessus de la raie γ à 2.615 MeV du ^{208}Tl . Enfin, l'enrichissement devant pouvoir se faire dans un délai de quelques années et pour un coût raisonnable, il est préférable une fois de plus de choisir un isotope ayant une abondance isotopique naturelle la plus élevée possible.

Afin de tenir compte de ces trois critères simultanément, le candidat le meilleur apparaît être le ^{82}Se , dont la période $\beta\beta 2\nu$ vaut $\sim 10^{20}$ années, avec une énergie de transition de 2.998 MeV.

Le ^{82}Se possédant une abondance isotopique de 9%, la production de 100 kg de cet isotope est réalisable avec les installations russes actuelles sur une période de trois ans, pour un prix raisonnable. Dans le cadre du programme européen ILIAS⁶⁹, la production de 2 kg de ^{82}Se est d'ores et déjà financée en 2005, afin notamment d'étudier le niveau de pureté des produits à chaque étape de la production. Il est possible d'améliorer la pureté de la poudre de ^{82}Se dès la fin du processus d'enrichissement par une méthode de distillation. Pour la purification chimique de la poudre enrichie en ^{82}Se , un programme de R&D, aussi financé par ILIAS, a débuté à l'INL pour l'utilisation d'une technique similaire à celle qui avait été utilisée sur le ^{100}Mo [150].

Deux autres candidats intéressants étaient le ^{150}Nd et le ^{48}Ca , de par leur espace de phase et leur énergie de transition élevés (3.8 MeV et 4.5 MeV respectivement pour ces deux isotopes), qui permet de s'affranchir du bruit de fond interne lié au ^{214}Bi . Le premier problème vient du fait que leur période $\beta\beta 2\nu$ est dix fois plus courte que celle du ^{82}Se , ce qui conduit à définir des contraintes plus strictes sur la résolution en énergie, qui n'est pas le point fort des expériences de type tracko-calor. De plus, ces deux isotopes semblent impossibles à produire en grande quantité, dans un délai réaliste, et pour un coût non prohibitif, avec les techniques d'enrichissement actuelles. Pour pouvoir disposer de grandes quantités de ^{150}Nd ou ^{48}Ca , il faudrait passer à d'autres techniques d'enrichissement telles que le système ICR (Ion Cyclotron Resonance) dont la faisabilité a été démontrée au CEA [151]. Dans le cadre du projet ILIAS, une étude est recommandée sur ce mode de production à grande échelle. Il faut néanmoins retenir que cette technique n'est pas applicable en même temps à ces deux noyaux et à tous les autres (selenium, molybdène, germanium, cadmium, tellure), et que le choix se fera certainement en faveur de ces derniers si un système ICR est construit en Europe pour l'enrichissement des émetteurs $\beta\beta$. Il faudra donc sans doute oublier pour le moment ces deux isotopes ^{150}Nd et ^{48}Ca et se concentrer sur les autres à l'échéance des dix prochaines années.

Pour une expérience avec 100 kg de ^{82}Se , qui correspond à 7.3×10^{26} noyaux, la sensibilité ultime sur la période $\beta\beta 0\nu$ obtenue au bout de cinq ans de prise de données s'écrit

$$T_{1/2}^{0\nu} > 2.5 \times 10^{27} \frac{\varepsilon}{N_{exclus}} \text{ ans}$$

avec ε l'efficacité de détection et N_{exclus} le nombre d'événements de signal exclus. L'efficacité de détection dépend de la géométrie du détecteur, de l'épaisseur des sources, de la transparence du détecteur de traces (notamment du diamètre et des matériaux des fils de la chambre, ainsi que du gaz), et surtout de la rétrodiffusion des électrons sur les scintillateurs. Le nombre N_{exclus} dépend quant à lui du nombre d'événements de bruit de fond induits par les contaminations de la source en ^{208}Tl et en ^{214}Bi , ainsi que par le processus $\beta\beta 2\nu$, du fait de la résolution en énergie non optimale.

3.8.4.3 La radiopureté des sources et des matériaux

Pour atteindre une sensibilité de 2×10^{26} années sur la période avec 100 kg de ^{82}Se , il faut avoir moins de un événement de bruit de fond par an pour les 100 kg dans la fenêtre en énergie $\beta\beta 0\nu$, provenant des contaminations internes des sources (hors processus permis).

A l'heure actuelle, on obtient dans NEMO 3 pour le ^{100}Mo après purification chimique une mesure de l'activité en ^{208}Tl de l'ordre de $60 \mu\text{Bq/kg}$. Cette mesure ayant été réalisée durant la période de contamination en radon du détecteur, on ne peut exclure aussi une contribution du

⁶⁹Integrated Large Structure for Astroparticule Science

thoron ; d'autre part, le Mylar ayant servi de support aux sources composites avait lui aussi une très petite contamination en ^{208}Tl , mesurée par les détecteurs HPGe.

La limite en ^{214}Bi est quant à elle de $400 \mu\text{Bq/kg}$ d'après les mesures en HPGe. Il faut noter que cette valeur n'a pas été mesurée par NEMO 3 jusqu'à présent, à cause de la contamination en radon, mais qu'elle le sera très bientôt. En tenant compte de ces résultats, les niveaux de radiopureté des sources en ^{214}Bi et en ^{208}Tl doivent alors être respectivement de l'ordre de $10 \mu\text{Bq/kg}$ et $2 \mu\text{Bq/kg}$ pour SuperNEMO, c'est-à-dire meilleurs de plus d'un ordre de grandeur que les niveaux spécifiés pour NEMO 3 sur le ^{100}Mo [134].

Pour atteindre un tel niveau de radiopureté, il sera nécessaire de vérifier les contaminations résiduelles à chaque étape de la production, et pour cela il faudra connaître le lieu de production de l'isotope, et avoir des contacts directs avec la personnes en charge de l'enrichissement (ce qui n'a pas été le cas pour certaines sources de NEMO 3). En ce qui concerne le ^{82}Se , rappelons qu'une étape intermédiaire de distillation après la dernière étape de l'enrichissement devrait permettre une première purification.

Ensuite, la purification physique ou chimique pourra être réalisée. La purification physique est réalisée par croissance de cristal. La méthode de purification chimique utilisée pour les sources de ^{100}Mo [150] est applicable au ^{82}Se . Pour le ^{100}Mo , les facteurs d'extraction par cycle de chimie des têtes de famille radioactives étaient supérieurs à 15 pour la série uranium/radium (^{214}Bi) et supérieurs à 8 pour la série du thorium (^{208}Tl). Il a été montré que ces facteurs d'extraction étaient constants quelle que soit la concentration initiale de radium et de thorium dans la poudre enrichie. De ce fait, à condition d'avoir des réactifs chimiques très purs, il devrait donc être possible d'atteindre grâce à la purification chimique les niveaux de radiopureté requis après plusieurs cycles. L'expérience acquise sur NEMO 3 favorise la purification chimique, mais il faudra faire très attention à la radiopureté du Mylar, si la technique employée pour NEMO 3 est utilisée ici aussi pour réaliser des feuilles source composites.

Un programme de R&D sur la purification chimique du sélénium a débuté, impliquant l'INL et le MHC, ainsi que le CENBG pour les mesures par spectroscopie gamma. A terme, il faudra sans doute envisager de réaliser dans un même laboratoire la purification chimique et la réalisation des sources. Ce pourrait être en France.

Pour NEMO 3, les contaminations des sources ont été mesurées à chaque étape (poudre après enrichissement, poudre après purification chimique, feuilles sources composites ou métalliques), par des détecteurs HPGe 400 cm^3 développés en collaboration avec la compagnie Canberra-Eurysis Mesures. La sensibilité de ces détecteurs, pour un échantillon de 1 kg durant 1 mois d'exposition, est de $60 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl et $200 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi .

Il est possible d'obtenir un gain d'un facteur 10 sur cette sensibilité, en augmentant le volume du détecteur HPGe jusqu'à 1000 cm^3 , tout en réduisant le bruit de fond intrinsèque (par sélection de nouveaux matériaux pour le cryostat et les blindages), et en changeant la forme du détecteur afin de mesurer en une fois quelques kilogrammes d'échantillons. Mais même avec ces améliorations, il sera difficile de valider $10 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi et $2 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl , en utilisant la spectroscopie γ HPGe.

Comme il a été montré en Section 3.2.9, il est très important aussi de mesurer les contaminations en ^{210}Pb , ^{235}U et ^{238}U , dont les rayonnements gamma caractéristiques sont de basse énergie ($< 200 \text{ keV}$)⁷⁰. Pour la mesure de ces isotopes, les détecteurs HPGe doivent donc avoir un bruit

⁷⁰Pour le ^{210}Pb , un γ de 46 keV, pour le ^{235}U , les deux rayonnements γ de plus haute intensité sont à 143.8 et 185.7 keV, et finalement pour le ^{238}U , mesuré par son noyau fils le ^{234}Th , on a un γ à 63.3 keV et un doublet à 93.6 keV

de fond moins élevé et une meilleure résolution en énergie. D'autre part, quelques dizaines de grammes d'échantillon sont suffisants, puisqu'au-delà les photons émis sont auto-absorbés. Les spectromètres germanium les plus adaptés à cette mesure sont alors de type "planaire", avec un faible volume mais une grande surface ($\phi = 100$ mm, $h = 2$ mm). Il est donc indispensable de relancer une campagne de sélection des matériaux entrant dans la fabrication des diodes germanium et des blindages. Ce développement doit se faire en collaboration avec la société Canberra-Eurysis, à partir des performances des spectromètres HPGe de 400 cm³ de NEMO 3. Un grand nombre de longues mesures est à prévoir, à la fois pour la purification et la réalisation des sources, ainsi que pour la sélection des matériaux utilisés dans la construction du détecteur SuperNEMO. Plusieurs spectromètres HPGe performants seront nécessaires afin de tenir des délais raisonnables pour les mesures de radiopureté. Le processus de sélection des matériaux, à la fois pour les cryostats et les blindages des détecteurs HPGe, est déjà commencé et devrait durer au moins une année complète. Il est donc nécessaire de commander rapidement les spectromètres Ge de 1000 cm³ et "planaire", les délais de livraison étant là encore de l'ordre de l'année. Notons enfin qu'il est impératif de conserver opérationnels au LSM les deux spectromètres HPGe de 400 cm³, ne serait-ce que pour effectuer les contrôles du processus de purification du sélénium, en cours à l'INL.

La spectroscopie de masse pourrait aussi être utilisée, mais uniquement sur des petites quantités de sources, car c'est une méthode destructive, et l'existence de contaminations locales ne peut de ce fait être détectée.

L'étude d'un détecteur dédié à la mesure des contaminations en ²¹²Bi (donc en ²⁰⁸Tl) des sources ou du gaz et basé sur la technique tracko-calor, a lieu actuellement au LAL. Ce détecteur pourrait d'une part permettre de discriminer entre une contamination homogène des feuilles sources et un "point chaud" localisé pour cette contamination, et d'autre part mesurer en un mois une contamination de 6 μ Bq en ²⁰⁸Tl sur 5 kg de sources $\beta\beta$. Ceci permettrait d'atteindre les spécifications de 2 μ Bq/kg choisies concernant ce radiocontaminant. Le principe de ce détecteur est présenté Fig. 3.185 : il utilise la possibilité de détection de la cascade $\beta\alpha$ qui suit la désintégration du ²¹²Bi. Ce noyau décroît à 36% en α vers le ²⁰⁸Tl (avec lequel il est en équilibre) et à 64% vers le ²¹²Po par émission β^- , ce dernier se désintégrant à son tour par émission α à 100% vers le ²⁰⁸Pb qui est stable. Il suffit donc de détecter l'électron produit par β^- par le ²¹²Bi, suivi au même vertex d'une particule α retardée de 300 ns (8.954 MeV) provenant du ²¹²Po. Pour ce faire, les feuilles sources pourraient être déposées (bien à plat pour favoriser l'émission des particules) sur un calorimètre composé de scintillateurs plastiques et de PM. Cet ensemble serait ensuite recouvert d'un détecteur de traces gazeux constitué de plans de chambres à fils pour la détection des électrons, associé à un calorimètre du même type que le précédent. En demandant la présence d'un électron associé à un scintillateur retardé (entre 10 ns et 1 μ s), ce détecteur permettrait ainsi de reconstruire les désintégrations du ²⁰⁸Tl. Ce détecteur doit en premier lieu être simulé, pour la définition des paramètres et aussi pour vérifier si la sensibilité est bien celle attendue. C'est un des programmes de R&D pour SuperNEMO qui doit être mené à bien en France.

Le niveau de radon autour du détecteur devra quant à lui être abaissé au-dessous de 0.1 mBq/m³, d'une part en protégeant le détecteur contre la diffusion du radon contenu dans l'air du laboratoire et d'autre part en purifiant l'air injecté dans le laboratoire, comme cela est fait actuellement pour NEMO 3 (voir Section 3.7.2.2). Il faudra aussi sélectionner les matériaux pour éviter qu'ils ne dégazent du radon à l'intérieur des modules et vérifier la radiopureté du gaz pour le détecteur de traces.

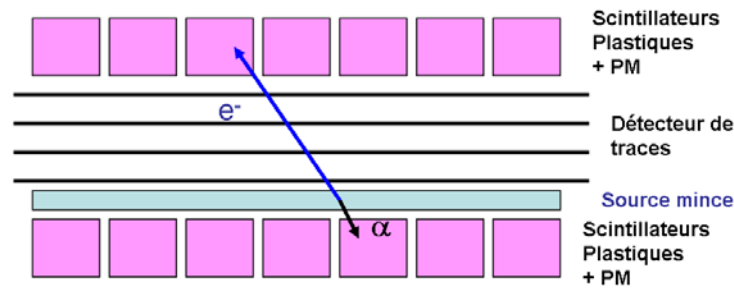


FIG. 3.185 – Conception possible d’un détecteur permettant la mesure de l’activité en ^{208}Tl des feuilles sources de SuperNEMO, pour atteindre les spécifications sur l’activité ($< 2 \mu\text{Bq/kg}$). Ce détecteur repose sur le principe de la détection de la particule α retardée (8.954 MeV, 300 ns) associée à la désintégration du ^{212}Po , noyaux fils qui suit la désintégration β du ^{212}Bi .

Les détecteurs de radon à haute sensibilité utilisés pour NEMO 3 ont une sensibilité de 1 mBq/m^3 . Ils sont basés sur la collection électrostatique des ions polonium chargés positivement issus des désintégrations du ^{222}Rn . Le détecteur de radon collecte les noyaux fils dans le gaz, dans un volume de 70 litres, en utilisant un champ électrostatique. La mesure de l’énergie des particules α est réalisée par une photodiode en silicium. Cette technique peut a priori être extrapolée à un détecteur de plus grande taille (1000 litres), même si la valeur de la haute-tension nécessaire à la création du champ électrique pour la collection des ions sera alors élevée ($\sim 30 \text{ kV}$). Néanmoins, en utilisant une diode silicium bas bruit de fond, une sensibilité de 0.1 mBq/m^3 pourrait alors être atteinte. Notons qu’un détecteur de radon de 400 litres est déjà en exploitation pour l’expérience BOREXINO, et qu’un détecteur de 1000 litres est en cours de réalisation à Heidelberg pour GERDA. Dans le cadre du programme ILIAS, l’expérience SuperNEMO pourra profiter du savoir-faire ainsi acquis.

Etant donnés les niveaux de fond requis, il faudra également éviter les risques de pollution par dégazage du radon. En effet, depuis l’installation du système de suppression de radon dans NEMO 3, avec l’augmentation du flux de gaz dans le détecteur de traces, les analyses préliminaires semblent montrer une contamination résiduelle d’environ 2 mBq/m^3 (acceptable pour NEMO 3 puisque la réduction d’un facteur 10 du taux de radon dans le détecteur a été atteint) mais qui serait trop élevée pour SuperNEMO. De plus, pour que le détecteur puisse éventuellement mesurer des noyaux comme le ^{76}Ge ($Q_{\beta\beta} = 2.038 \text{ MeV}$), il faudrait encore gagner de l’ordre de deux ordres de grandeur par rapport à NEMO 3 sur les activités des PM en ^{208}Tl et en ^{214}Bi .

En conclusion, afin de minimiser les risques de contamination des sources d’isotopes $\beta\beta$ qui peuvent se produire à chaque étape entre l’enrichissement et l’installation finale à l’intérieur d’un module, il faudra sans doute prévoir l’installation d’une salle blanche dans un laboratoire dédié en France, pour y réaliser la purification, puis les mesures et enfin la fabrication des feuilles sources de SuperNEMO.

3.8.4.4 La résolution en énergie

La contribution de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ au bruit de fond du processus $\beta\beta 0\nu$ dans la région d’intérêt en énergie, dépend directement de sa période et de la résolution en énergie globale du détecteur R (voir Eq. 2.16 de la Section 2.4.1).

La résolution globale en énergie est définie comme la largeur à mi-hauteur du pic $\beta\beta 0\nu$ détecté. Elle dépend de trois variables : la résolution en énergie du calorimètre, la perte d'énergie dans les sources et la perte d'énergie dans le volume du détecteur de traces.

On va s'intéresser ici tout d'abord à la résolution en énergie, les deux autres points étant discutés respectivement dans les Sections 3.8.4.5 et 3.8.4.6.

Dans NEMO 3, à 3 MeV, la résolution globale vaut environ 12% avec une résolution du calorimètre entre 8 et 9% selon le type de scintillateurs. Dans SuperNEMO, l'objectif est d'atteindre une résolution globale meilleure que 7% à 3 MeV. On pourra alors gagner par rapport à NEMO 3 au moins un facteur 10 sur le nombre d'événements de fond dû au processus $\beta\beta 2\nu$ dans la fenêtre en énergie du signal $\beta\beta 0\nu$, toutes performances égales par ailleurs. Pour atteindre cet objectif, il faut naturellement améliorer les performances du calorimètre.

Une épaisseur de source de sélénium de 40 mg/cm^2 conduit à une contribution à la résolution globale de 6% (FWHM) à 3 MeV. Pour obtenir une résolution globale meilleure que 7% (FWHM) à 3 MeV, l'objectif est d'atteindre une résolution du calorimètre meilleure que 4% (FWHM) à 3 MeV ($Q_{\beta\beta}({}^{82}\text{Se}) = 2.998 \text{ MeV}$)⁷¹.

Pour son calorimètre, le détecteur SuperNEMO utilisera des scintillateurs plastiques ou inorganiques couplés à des photomultiplicateurs ou des photodiodes. L'utilisation de détecteurs silicium semble toujours exclue à cause de la rétro-diffusion élevée des électrons et du temps de réponse trop lent.

Le scintillateur idéal doit avoir une réponse rapide pour la mesure du temps de vol, avoir un très bon rendement lumineux, un faible Z pour minimiser la rétro-diffusion des électrons et une grande radio-pureté. Pour l'instant, il n'existe pas de scintillateur répondant à tous ces critères. Les scintillateurs plastiques ont un rendement lumineux modeste (environ 8000 photons/MeV) et les scintillateurs inorganiques ont des Z relativement élevés et ont en général des contaminations élevées en U et Th.

Plusieurs voies sont actuellement explorées par la collaboration : je ne présenterai ici que celles consistant à garder le principe de NEMO 3, tout en améliorant les performances des scintillateurs plastiques (dont les avantages sont peu de rétrodiffusion, un faible coût et une très grande radiopureté) et des PM.

La résolution actuelle moyenne de 8.5% (FWHM) à 3 MeV dans les scintillateurs de NEMO 3 est liée à l'épaisseur du scintillateur (10 cm), à la géométrie des blocs (à cause de la géométrie cylindrique du détecteur), à l'utilisation d'un guide de lumière et d'une interface en PMMA (du fait de la courbure de la photocathode) et enfin à la résolution intrinsèque des PM. L'épaisseur de 10 cm avait été choisie dans le but d'avoir une bonne efficacité de détection aux rayonnements γ (50% à 500 keV), en plus de la détection des électrons. Les premières simulations semblent montrer que cette grande épaisseur n'est pas le facteur dominant pour la résolution [152], car elle n'influe que peu sur la perte de scintillation, et nous devrions donc pouvoir conserver cette option avec des scintillateurs épais (10-20 cm) pour une bonne identification des photons. Le choix final se fera à la fin des études de R&D. Il est clair aussi que cette étude de la résolution doit inclure la possibilité d'utiliser des blocs de plus grandes dimensions que dans NEMO 3 (20 cm x 20 cm), associé à des PM de grande taille, afin de diminuer le nombre de voies d'électronique.

⁷¹ Initialement, en décembre 2003, la possibilité d'utiliser une TPC gazeuse pour la mesure conjuguée des trajectoires et des énergies avait été évoquée. Bien que très intéressante, cette solution n'a finalement pas été retenue, le savoir-faire de la collaboration dans ce domaine étant trop faible pour espérer rester compétitif dans les temps par rapport aux autres projets $\beta\beta$

Atteindre une résolution du calorimètre meilleure que 4% à 3 MeV nécessite d'améliorer le rendement lumineux des scintillateurs et l'habillage des blocs, afin d'augmenter l'efficacité de collection des photons. Il faudra également améliorer l'efficacité des PM.

En ce qui concerne les scintillateurs plastiques, un programme de R&D a été entrepris en collaboration avec l'Institut for Scintillation Materials de Kharkov, le JINR Dubna, le LAL et le CENBG (un PICS impliquant ces quatre laboratoires a d'ailleurs été accepté début 2005). L'ISM Kharkov et le JINR Dubna ont produit les scintillateurs de NEMO 3 et ont montré leur savoir-faire dans le domaine des scintillateurs plastiques. Actuellement, ces deux laboratoires travaillent sur l'amélioration des propriétés des scintillateurs à base de Polyvinyltoluène (PVT) ou de Polyvinylxylène (PVX). Les premiers résultats obtenus au CENBG en utilisant le spectromètre à électrons réalisé pour NEMO 3 sont très encourageants. Sur des scintillateurs de petit volume en technologie PVT et avec un PM Photonis XP5312B, une résolution de 7% à 1 MeV a été atteinte (soit 4% à 3 MeV), tandis qu'en technologie PVX, les mesures de résolution avec les premiers échantillons sont à mieux que 6% à 1 MeV. L'optimisation de la géométrie des scintillateurs et de l'habillage va être étudiée au CENBG avec des codes de suivi des photons et sera ensuite testée sur des prototypes.

Les scintillateurs plastiques actuellement développés sont testés avec le spectromètre à électrons installé au CENBG. Leur réponse est mesurée pour des énergies comprises entre 0.4 et 2 MeV. Les mesures ont été jusqu'à présent réalisées sur des petits blocs de 2 cm de diamètre mais des blocs de 5 pouces de diamètre vont être produits très prochainement. Le but de ces mesures est d'étudier la résolution des scintillateurs, d'optimiser leur taille et de détecter les éventuelles inhomogénéités des blocs. Pour cela, il est nécessaire d'équiper le banc de tests d'une table avec déplacement en XY pour un scanning fin des blocs. Si la résolution obtenue convient, il faudra alors procéder à la fabrication d'une pré-série de 100 blocs de scintillateurs pour valider la possibilité d'une production de masse et un deuxième banc de tests sera nécessaire. Il faut également remplacer la chaîne d'acquisition actuelle, qui travaille en détection de pic avec une acquisition optimisée pour des signaux lents venant de détecteurs de type Ge, par une acquisition en charge adaptée aux signaux rapides des PM, afin d'être dans les mêmes conditions d'utilisation que dans NEMO 3.

En résumé, pour les scintillateurs, le programme de R&D à effectuer dans les trois ans est le suivant :

- Production de scintillateurs plastiques en technologie PVT, amélioration de la pureté des produits et étude du cycle de température de polymérisation,
- Production de scintillateurs plastiques en technologie PVX,
- Test de scintillateur liquide,
- Mesure de tous les échantillons sur le spectromètre du CENBG, avec vérification de l'uniformité de réponse en fonction du point d'impact sur le scintillateur,
- Etude des performances obtenues avec des barres de scintillateurs lues par des PM aux deux extrémités,
- Détermination de la meilleure technologie et du processus optimum de production,
- Passage de petits échantillons à des blocs de scintillateur de 5 ou 8 pouces de diamètre, avec tests de plusieurs épaisseurs,
- Production et mesures d'une pré-série de 100 blocs,
- Optimisation de la forme et de l'habillage des scintillateurs, en utilisant les simulations et les mesures.

En collaboration avec la société Photonis, un développement de PM bas bruit de fond avec une très bonne résolution en énergie et en temps est en cours. Avoir des PM extrêmement radiopurs est une nécessité absolue si SuperNEMO veut avoir la possibilité de mesurer des noyaux comme le ^{130}Te ou le ^{76}Ge , dont l'énergie de transition se trouve en dessous de la raie à 2.615 MeV du ^{208}Tl . Par contre, dans le cas du ^{82}Se , les analyses avec NEMO 3 ont montré que le fond externe en provenance des PM était négligeable.

La formule qui donne la résolution des photomultiplicateurs est présentée Eq. 3.19 de la Section 3.2.3.3. Elle dépend du nombre de photons incidents sur la photocathode, de l'efficacité quantique (qui vaut de l'ordre de 34% pour les meilleurs PM), de l'efficacité de collection de la chaîne de multiplication (qui vaut entre 0.7 et 0.9) et enfin du coefficient d'émission secondaire des dynodes (~ 5). D'après la formule, l'amélioration de la résolution des PM passe par une augmentation de l'efficacité quantique et de l'efficacité de collection, associée à une très bonne homogénéité de la réponse du PM en fonction du point d'impact sur la photocathode. Les PM de SuperNEMO doivent aussi conserver leur caractéristiques en temps, avec une réponse rapide. La possibilité de collecter les photons de scintillation des blocs de plastiques par des fibres optiques qui seraient couplées à des PM est en cours d'étude au CENBG. Ce système permettrait la lecture de plusieurs scintillateurs avec un même PM, et ainsi de diminuer le nombre de voies. Au final on obtiendrait un détecteur plus compact, avec une diminution du flux de rayonnements γ externes en éloignant les PM de l'arrière des scintillateurs.

Pour les photomultiplicateurs, il est indispensable de pouvoir mesurer la réponse du PM en fonction du nombre de photons avec une source de lumière calibrée émise par une LED et également de mesurer le profil de la photocathode. La table avec déplacement en XY développée pour les scintillateurs pourrait être utilisée. Ce système de lumière doit aussi permettre d'étudier la stabilité des PM en fonction du taux de comptage et de la température. Il permettra aussi de commencer les études du système de suivi des étalonnages, qui pourrait être basé sur l'utilisation d'une LED pour chacun des PM. Il est aussi nécessaire de prévoir l'installation d'un banc de tests pour l'étude de la résolution en temps des photomultiplicateurs.

En résumé, pour les PM, le programme de R&D à effectuer dans les trois ans est le suivant :

- Mesure de la résolution avec différents types et dimensions de PM, afin de déterminer les paramètres optimaux pour l'optique d'entrée, le gain et la taille de la photocathode,
- Mesure de l'homogénéité des photocathodes,
- Mesure du temps de réponse du PM,
- Développement de nouveaux PM bas bruit de fond,
- Etude de la stabilité à court et long termes,
- Développement du suivi des étalonnages relatifs avec une LED.

3.8.4.5 La mise en forme des sources

Dans NEMO 3, avec une épaisseur moyenne de 36 mg/cm^2 pour les feuilles de ^{82}Se , la résolution en énergie liée à la source est d'environ 6% (FWHM) à 3 MeV.

Plus l'épaisseur des sources est faible et plus les particules α qui accompagnent les chaînes de décroissance radioactives naturelles du ^{238}U (^{214}Bi) et du ^{234}Th (^{208}Tl) ont une probabilité importante de sortie. De ce fait, le pouvoir de réjection de ces événements est amélioré.

Pour diminuer le bruit de fond venant de la source, la collaboration étudie la possibilité de réaliser des sources dites "actives" (voir Fig. 3.186). Cette source "active" serait alors constituée de deux ou trois plans de source séparés par des plans de chambre à fils pour rejeter les événements de bruit de fond du type β +Möller ou $\beta\beta - \alpha$. Une phase de R&D est nécessaire afin d'obtenir

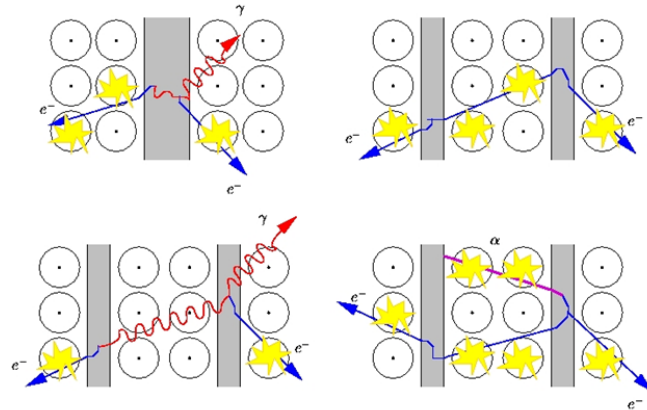


FIG. 3.186 – Exemple d'événements rejetés avec des sources "actives" [122]. En haut à gauche dans le cas d'une source "classique" de 40 mg/cm^2 d'épaisseur, on observe la désintégration d'un noyau de ^{214}Bi , avec par exemple émission d'un électron suivi d'un gamma interagissant par effet Compton dans la source. Si le gamma diffusé n'est pas détecté la topologie de cet événement est identique à celle d'une désintégration $\beta\beta$. En haut à droite, un événement $\beta\beta$ dans le cas d'une source "active", constituée de deux plans de source de 20 mg/cm^2 chacun, avec deux plans de cellules Geiger placés entre ces sources. En bas à gauche, un événement similaire à celui décrit en haut à gauche mais rejeté par les sources "actives" du fait de l'absence de cellule déclenchée entre les sources. En bas à droite, un exemple de décroissance du ^{214}Bi avec émission de deux électrons et d'une particule α (en rose) qui est détectée dans les cellules Geiger entre les sources actives, ce qui permet de rejeter cet événement de bruit de fond.

une épaisseur de 20 mg/cm^2 avec du sélénium sous forme métallique (laminage ou dépôt après la chimie de purification) ou encore du sélénium sous forme de poudre mélangée à un liant et déposée sur un film de Mylar prétraité.

Une autre possibilité existe pour le ^{82}Se , avec le dépôt d'un film métallique sur du Mylar directement à la fin du cycle de purification chimique. La tenue mécanique et la mise en place de telles sources doivent aussi être étudiées.

3.8.4.6 Chambres à dérive

Un programme de R&D a été défini en vue d'améliorer la transparence du détecteur de traces en diminuant le diamètre des fils et/ou en changeant de matériau. Le LAL était maître d'oeuvre pour la réalisation de la chambre à fils de NEMO 3. Les fils de cette chambre sont tous en acier inoxydable (fils anodiques et fils de masse) et ont un diamètre de $50 \mu\text{m}$. Toutes les études préliminaires et les premiers résultats de NEMO 3 ont montré qu'une très grande radiopureté des fils était nécessaire, en particulier pour les plans de fils proches de la feuille source. La principale amélioration pour SuperNEMO doit consister à augmenter la transparence de la chambre à fils, en remplaçant les fils de masse métalliques par des fils de carbone, de densité plus faible, et/ou en diminuant le diamètre des fils anodiques. Des prototypes devront être construits pour étudier le bon fonctionnement d'une telle géométrie (écoulement des charges, stabilité Geiger sans régime d'auto-amorçage, propagation complète du plasma Geiger, résolution spatiale). Des études et développements du système de tenue pour des fils de carbone devront également être conduits.

Il faudra aboutir à une méthode de tissage et de tenue de fils à la fois simple (type moulage de carbone) et peu coûteuse, réalisable industriellement.

En résumé, pour la chambre à dérive, le programme de R&D à effectuer dans les trois ans est le suivant :

- Prototypes pour étudier la propagation du plasma Geiger le long des fils sur 4 m, avec optimisation du diamètre des fils et de la composition du gaz (principalement à Manchester),
- Prototypes avec fils de masse en carbone et fils anodiques de diamètre $30\ \mu\text{m}$ au lieu de $50\ \mu\text{m}$ comme dans NEMO 3 : caractéristiques de fonctionnement et optimisation avec choix du gaz (principalement au LAL),
- Etudes du système de tenue des fils (carbone et/ou inox),
- Après ces études, construction d'un prototype de plus grandes dimensions ($400 \times 30 \times 20\ \text{cm}^3$), contenant 8 plans de 8 cellules de dérive avec la dimension et le(s) matériau(x) choisis pour les fils, afin d'optimiser les autres paramètres.

3.8.4.7 Efficacité du détecteur

L'efficacité de détection pour le processus $\beta\beta 0\nu$ avec le détecteur NEMO 3, pendant la première phase de prise de données avec radon, est de 8%. Cette valeur peu élevée de l'efficacité est due à la résolution en énergie du détecteur, à sa géométrie, à la rétrodiffusion des électrons sur les scintillateurs et aux pertes d'énergie dans le volume du détecteur de traces.

Afin d'améliorer cette efficacité pour SuperNEMO, plusieurs études vont être menées.

La première amélioration possible tient à la géométrie de SuperNEMO (voir Fig. 3.184), qui permet une meilleure couverture calorimétrique par rapport à NEMO 3, avec de plus un rapport favorable des dimensions de la source par rapport à celles des murs de calorimètre.

Le second point essentiel à étudier est la rétrodiffusion des électrons. Des simulations Monte-Carlo sont en cours afin de déterminer une géométrie de la face d'entrée des scintillateurs qui permettrait de "piéger" les électrons. Une structure dentelée, réalisée par nanogravure, pourrait être envisagée pour créer des rainures sur le scintillateur, formant ainsi des puits pour le piégeage. Le fait de mesurer un noyau de période $\beta\beta 2\nu$ de l'ordre de 10^{20} années, permettra d'utiliser une fenêtre en énergie plus importante. Associée à une meilleure résolution en énergie, les études pour cette amélioration étant menées parallèlement, ceci devrait aussi augmenter l'efficacité.

Enfin, la diminution du diamètre des fils de la chambre à dérive et/ou le remplacement des fils de masse en acier inoxydable par du carbone, devrait aussi améliorer la transparence du détecteur.

Un des objectifs des études de R&D qui vont être menées durant les trois prochaines années, est d'obtenir une efficacité au processus $\beta\beta 0\nu$ de 40% pour SuperNEMO.

3.8.4.8 Le laboratoire

Le détecteur doit être placé dans un laboratoire souterrain afin de le protéger du bruit de fond lié aux rayonnements cosmiques et aux neutrons. Pour le protéger du flux de neutrons venant de la roche et pour signer le passage des muons traversant le détecteur, il est envisagé de placer le détecteur dans un grand réservoir d'eau vu par des PM (voir Fig. 3.187). Une épaisseur de 1.5 m d'eau blinderait le détecteur contre les rayonnements gamma pour un coût nettement moins élevé que l'emploi de fer ou de plomb. Il faudrait alors un site ayant une cavité d'au moins $60 \times 15 \times 15\ \text{m}^3$ pour pouvoir accueillir le détecteur SuperNEMO.

En Europe, le seul site pouvant recevoir actuellement un tel détecteur est le LNGS (avec une couverture rocheuse correspondant à 3500 m.w.e), qui dispose de trois cavités de dimensions

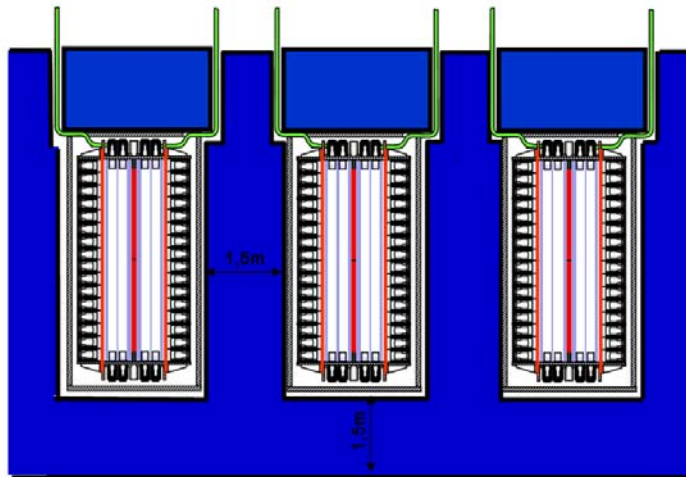


FIG. 3.187 – Vue de dessus de trois modules de SuperNEMO entourés de leur blindage d'eau de 1.5 m d'épaisseur pour la suppression du fond externe.

suffisantes, mais il est déjà bien occupé par de nombreuses expériences. Une autre possibilité consisterait à agrandir le LSM. Cette opportunité pourrait exister lors du percement de la galerie de sécurité qui longera le tunnel routier. L'avantage du site de Modane est sa profondeur de 4800 m.w.e, meilleure que celle du LNGS, qui assure une très bonne protection contre les muons. La possibilité d'une implantation dans le tunnel du Canfranc, en Espagne, devra également être étudiée.

Pour une future installation de SuperNEMO, des simulations doivent encore être menées pour étudier les effets d'un flux de muons équivalent à celui du LNGS ou du Canfranc, pour les comparer à ceux induits par les muons au LSM, afin de déterminer si l'installation de SuperNEMO dans un de ces laboratoires est une hypothèse réaliste. L'autre possibilité d'installation au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM), ne sera possible que dans le cadre de son extension, et sous réserve de disposer d'une cavité de volume au moins égal à $60 \times 15 \times 15 \text{ m}^3$.

3.8.4.9 Autres études à mener pour la réalisation du projet SuperNEMO

En plus des sujets de R&D développés en détail dans les Sections 3.8.4.3 à 3.8.4.8, il faudra aussi étudier pour SuperNEMO :

- Une nouvelle électronique basée sur des discriminateurs à seuil pour le calorimètre, réalisée sur des circuits intégrés de type ASIC, est envisagée au niveau du CENBG. Les études de l'électronique pour le détecteur de traces ont pour but quant à elles de développer un circuit intégré de type ASIC mixte (analogique et numérique), déposé sur une planche de contact intégrée au détecteur. L'ensemble des ASIC intégrés pourrait être multiplexé par plan de cellule Geiger afin de limiter le nombre de câbles à seulement trois par plan de cellules (HT, acquisition et trigger). Ces développements devraient se faire au LAL. En ce qui concerne le développement du système de déclenchement, le savoir-faire est au LPC. L'acquisition des données et le contrôle lent de l'expérience devraient être étudiés par une collaboration entre l'IReS, le CENBG, le LPC et nos collaborateurs anglais.

- Le développement d’un suivi journalier de l’étalonnage en énergie et en temps, afin de suivre l’étalonnage absolu à mieux que 1%. Sur le détecteur NEMO 3, ces étalonnages relatifs sont effectués à l’aide d’une lumière laser qui est envoyée chaque jour sur les PM. Ce système permet de suivre les étalonnages avec une précision de l’ordre de 2%. Pour SuperNEMO, les possibilités sont d’extrapoler le système utilisé sur NEMO 3 (R&D principalement en France) ou de concevoir un nouveau système basé par exemple sur l’utilisation d’une LED couplée à chaque PM (R&D principalement en Angleterre).
- Les simulations Monte-Carlo ont pour but l’étude du design de SuperNEMO ainsi que la détermination des niveaux de radiopureté requis et de la sensibilité ultime du détecteur. Des codes utilisant GEANT 3 et GEANT 4 sont en cours de développement afin de croiser les résultats. Plusieurs laboratoires français et étrangers sont impliqués dans ces simulations.
- Les études mécaniques et la conception du détecteur pourraient résulter d’une collaboration entre le LAL et Manchester.
- L’amélioration des calculs des éléments de matrice nucléaire, afin de prédire le meilleur noyau candidat de ce point de vue. Dans la collaboration, quatre groupes travaillent sur l’amélioration du calcul des éléments de matrice nucléaire pour la désintégration double bêta. Les groupes de Jyväskylä (Finlande)[153], Prague (République Tchèque) et Bratislava (Slovaquie) utilisent les méthodes basées sur la QRPA et le groupe de l’IReS[154] utilise les calculs basés sur le modèle en couches. Le groupe de l’IReS a un savoir-faire reconnu internationalement pour les calculs de structure nucléaire. Il a durant ces dernières années effectué des progrès notables dans l’approche des calculs des éléments de matrice. Le groupe de Bratislava a récemment publié un papier avec plusieurs autres théoriciens du domaine pour une prédiction de type QRPA concernant l’ensemble des isotopes intéressants pour le futur [155].

3.8.4.10 La sensibilité de SuperNEMO

En utilisant une feuille source classique de ^{82}Se de 40 mg/cm^2 , si la résolution globale n’est pas améliorée par rapport à NEMO 3, on attend $2 \times 10^{-2} \text{ coups.kg}^{-1}.\text{an}^{-1}$ dans la fenêtre d’étude du processus $\beta\beta 0\nu$. Avec les spécifications imposées sur les radiopuretés des sources, on attend d’autre part $2 \times 10^{-3} \text{ coups.kg}^{-1}.\text{an}^{-1}$ dans cette région d’intérêt, en ^{208}Tl comme en ^{214}Bi . Soit au final un bruit de fond global de $2.4 \times 10^{-2} \text{ coups.kg}^{-1}.\text{an}^{-1}$ dans la fenêtre d’étude du processus $\beta\beta 0\nu$. En supposant que l’efficacité obtenue est bien 40%, la sensibilité sur la période serait alors $T_{1/2}^{0\nu} = 10^{26}$ années, soit $\langle m_\nu \rangle < 54 - 155 \text{ meV}$ (avec l’intervalle sur les NME défini en Section 3.8.7).

Si maintenant on atteint une résolution en énergie (FWHM) globale de 7% à 3 MeV, le nombre d’événements de bruit de fond provenant du processus $\beta\beta 2\nu$ dans la fenêtre en énergie peut être réduit d’au moins un facteur 10. On aurait alors un bruit de fond global de $0.6 \times 10^{-3} \text{ coups.kg}^{-1}.\text{an}^{-1}$ dans la fenêtre, conduisant à une sensibilité sur la période de 2.2×10^{26} années, soit $\langle m_\nu \rangle < 36 - 105 \text{ meV}$ (toujours avec l’intervalle sur les NME défini en Section 3.8.7).

Tous ces chiffres sont bien sûr préliminaires, le but de la R&D étant de repousser les limites sur ce type de détecteur “tracko-calor” aussi loin que possible.

3.8.4.11 Conclusions pour SuperNEMO

La collaboration SuperNEMO se met actuellement en place. Elle est composée de l’ensemble de la collaboration NEMO, avec de nouveaux groupes américains, anglais et japonais. Les labo-

ratoires anglais ont déposé au mois de février 2005 une demande de financement de 0.7 millions d'euros auprès de leur agence de financement PPARC pour la R&D SuperNEMO. Les laboratoires français ont quant à eux soumis un projet de R&D à trois ans pour SuperNEMO au conseil scientifique de l'IN2P3 le 21 mars 2005, pour un montant de 0.6 millions d'euros. Ce projet a été approuvé.

Le détecteur SuperNEMO sera compétitif par rapport aux autres projets d'expérience (CUORE, GERDA, MAJORANA et EXO) qui visent également l'objectif de 50 meV dans les 10 ans. Son originalité réside dans le fait qu'il sera le seul à pouvoir identifier les électrons émis, contrairement aux autres projets qui sont purement calorimétriques à ce stade de leur développement. Etant données les incertitudes sur les éléments de matrice nucléaires, plusieurs expériences avec différents isotopes sont nécessaires. Il faut insister sur l'importance d'un détecteur "tracko-calor" comme SuperNEMO, qui même limité en masse et en taille à cause du bruit de fond, a de nombreux atouts dont le plus important est sans doute la possibilité de changer la source d'isotope $\beta\beta$, combiné à l'identification des événements. De ce fait, ce détecteur sera très bien adapté si la théorie devenait capable de prédire avec précision le meilleur candidat ou pour confirmer un éventuel signal qui serait observé par des détecteurs calorimétriques.

Le calendrier pour SuperNEMO pourrait être le suivant :

- jusqu'à fin 2007, des études de R&D pour satisfaire le cahier des charges défini précédemment, en insistant sur la résolution en énergie, l'épaisseur des sources, leur radiopureté, et l'amélioration des techniques de mesure des radiopuretés des sources et des différents matériaux du détecteur. Ces études seront associées à des simulations pour la définition du détecteur, l'optimisation du blindage et les valeurs des niveaux de bruit de fond externes à atteindre pour étudier les isotopes ^{76}Ge ou ^{130}Te dans SuperNEMO en cas de signal positif de GERDA ou CUORE. Pendant cette période, les études mécaniques, les études pour le trigger, l'électronique et le slow-control de l'expérience auront aussi leur place,

- à partir de début 2007, étude de l'industrialisation pour la production des modules,
- la construction du premier module pourrait démarrer en 2008, avec le début de la prise de données en 2009 et l'ajout des modules au fur et à mesure,
- en 2012, début de la prise de données avec l'ensemble des vingt modules achevés,

3.8.5 Les autres expériences

En plus des quatre projets décrits précédemment en détail, il existe de très nombreuses propositions d'expériences et/ou projets. On peut citer, entre autres, BOREXINO (^{136}Xe), CARVEL (^{48}Ca), CAMEO (^{116}Cd), CANDLES (^{48}Ca), DCBA (^{150}Nd), Edelweiss (^{76}Ge), GEM (^{76}Ge), GENIUS (^{76}Ge), GENIUS-TF (^{76}Ge), GSO (^{160}Gd), MAJORANA (^{76}Ge), MOON (^{100}Mo), XMASS (^{136}Xe). Ils sont trop nombreux pour être tous décrits dans ce rapport, aussi j'en mentionnerai seulement quelques-uns.

3.8.5.1 L'expérience CANDLES

La collaboration CANDLES (CALcium fluoride for the study of Neutrinos and Dark matter by Low Energy Spectrometer) a publié la meilleure limite $\beta\beta 0\nu$ jamais atteinte sur le ^{48}Ca ($Q_{\beta\beta} = 4.272$ MeV), avec $T_{1/2}^{0\nu} > 1.4 \times 10^{22}$ années, correspondant à une limite supérieure sur la masse effective du neutrino $\langle m_\nu \rangle < 7.2 - 44.7$ eV suivant la valeur du NME, en utilisant le détecteur ELEGANTS VI [126]. L'expérience, de type calorimétrique, disposait de 25 cristaux de $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ pour une masse de 6.66 kg, de dimensions $4.5 \times 4.5 \times 4.5$ cm³, avec du calcium

naturel ($\eta = 0.187\%$ pour l'isotope 48), entourés de scintillateurs CsI(Tl), d'une couche de Cd, une couche de Pb, une couche de paraffine contenant du LiH. Cette boîte de détection était elle-même entouré de tanks remplis d'eau contenant du bore, et située dans l'observatoire souterrain OTO (Oto Cosmo Observatory, au Japon). Cette expérience a démontré la faisabilité d'utilisation de ces cristaux pour l'étude des processus $\beta\beta$.

Une version améliorée de cette technologie à base de cristaux, le détecteur CANDLES-III, est en cours de construction avec 191 kg de cristaux de CaF_2 , qui ont une meilleure efficacité de transmission de la lumière que les cristaux de CaF_2 dopés à l'euporium.

Ce détecteur utilise soixante cristaux de CaF_2 d'environ 10 cm^3 chacun, immergés dans du scintillateur liquide (LS) et lus par 50 PM. La lumière de scintillation provenant des cristaux de CaF_2 (dans l'UV, avec un temps de montée de $\sim 1 \mu\text{s}$) et du LS (temps de montée pour la courbe de lumière de quelques dizaines de nanosecondes) est lue par de gros tubes photomultiplicateurs (voir Fig. 3.188, pour le principe de CANDLES). Le liquide scintillant sert de veto pour le bruit de fond et contient un composant WLS (Wave Length Shifting) pour convertir la lumière UV à la sensibilité des PM. Les simulations indiquent que la résolution en énergie d'un tel système pourrait être de 4% à 4.3 MeV. La masse effective atteinte avec CANDLES-III devrait être $\langle m_\nu \rangle < 0.5 \text{ eV}$.

La Fig. 3.189 montre comment le prototype CANDLES-I a permis une claire séparation entre les événements provenant du LS et ceux issus des cristaux de CaF_2 . Une étude complète de discrimination d'événements de type PSD (Pulse Shape Discrimination) a été menée afin de montrer la séparation entre les électrons et les particules α en terme de scintillation.

La collaboration a aussi proposé une version CANDLES-IV à 3.3 tonnes de CaF_2 en calcium naturel, afin d'atteindre $\langle m_\nu \rangle < 100 \text{ meV}$, et la version finale se propose d'utiliser 32 tonnes avec du calcium naturel ou 3.2 tonnes avec du calcium enrichi à 2%, afin d'obtenir $\langle m_\nu \rangle < 30 \text{ meV}$, ce qui correspond à une limite sur $T_{1/2}^{0\nu}$ de l'ordre de 10^{26} années [156].

Ce projet n'est évidemment pas compétitif par rapport aux autres projets $\beta\beta$ pour les prochaines années, car l'objectif principal de CANDLES est l'utilisation de ses détecteurs de CaF_2 pour la détection de la matière noire.

3.8.5.2 L'expérience COBRA

L'expérience COBRA [157], de type calorimétrique, utilise des cristaux semi-conducteurs CdZnTe ou CdTe, qui contiennent à la fois du cadmium et du tellure, c'est-à-dire 7 isotopes $\beta^+\beta^+$ ou $\beta^-\beta^-$ à la fois.

La proposition finale d'expérience correspond à 64000 cristaux de 1 cm^3 chacun pour une masse totale de 370 kg. Un setup préliminaire a été construit au LNGS (Gran Sasso). Les détecteurs CdTe sont entourés d'un blindage cuivre, puis d'un blindage passif de plomb, le tout entouré d'un blindage actif de scintillateurs plastiques servant de veto contre les rayonnements cosmiques. L'ensemble est placé dans une boîte étanche sous flux d'azote pour éviter l'air (et le radon). Les premières mesures ont montré un problème de bruit de fond dû principalement aux composants du détecteur eux-mêmes. Pour résoudre ce problème, quatre détecteurs prototypes de 1 cm^3 ont été installés directement dans une brique de plomb. Le spectre de la somme en énergie mesurée par ces quatre détecteurs est présenté Fig. 3.190. La résolution en énergie est de 30 keV à 2.6 MeV.

Leur plus gros problème est le bruit de fond. Même si l'effort se concentre sur l'isotope ^{130}Te ($\eta = 33.8\%$ d'abondance isotopique naturelle, $Q_{\beta\beta} = 2528.9 \text{ keV}$), la présence de l'isotope ^{116}Cd ($\eta = 7.5\%$, $Q_{\beta\beta} = 2802 \text{ keV}$) produit du bruit de fond important par son processus $\beta\beta 2\nu$. Par

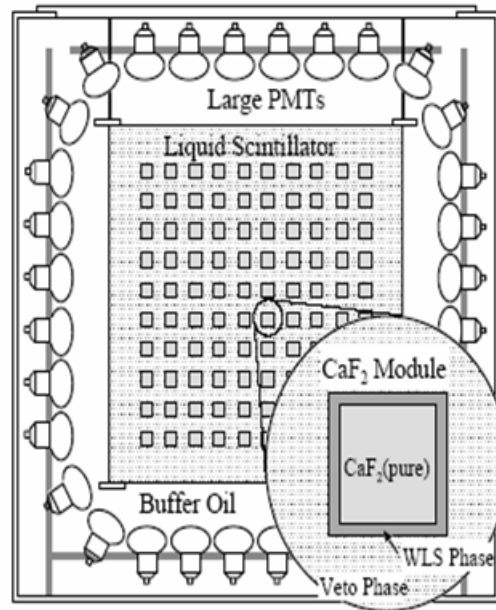
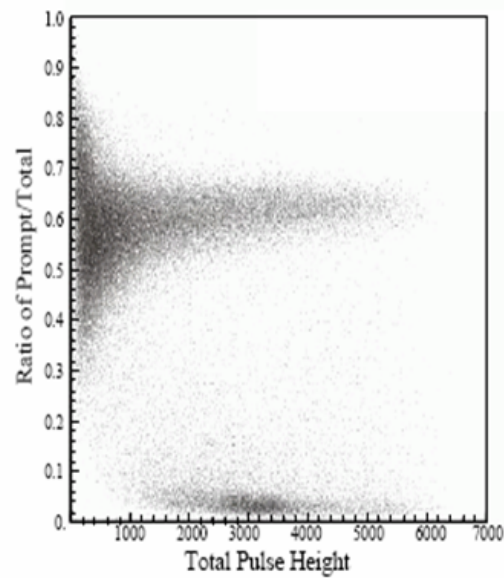


FIG. 3.188 – Schéma conceptuel des détecteurs de l'expérience CANDLES.

FIG. 3.189 – Discrimination sur la forme du signal pour CANDLES. Les événements ayant une valeur autour de 0.6 sur l'axe vertical viennent du scintillateur liquide, et ceux autour de 0.1 proviennent des cristaux de CaF₂.

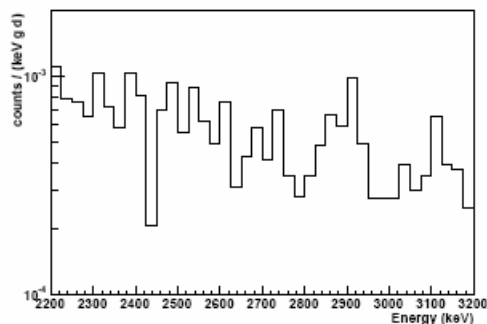


FIG. 3.190 – Spectre de la somme en énergie pour les quatre détecteurs prototypes de COBRA, dans la région [2.4 - 3] MeV. La statistique correspond à 0.57 kg.jour. On notera que le nombre d'événements est donné en coups.keV⁻¹.g⁻¹.jour⁻¹.

contre, la présence de l'isotope ¹³⁰Te n'est gênante pour l'étude du ¹¹⁶Cd que pour le processus $\beta\beta 2\nu$ et pas pour le processus interdit. A terme, la collaboration devra certainement choisir l'étude d'un des deux isotopes et utiliser des cristaux enrichis afin de s'affranchir des problèmes de fond, pour atteindre la sensibilité annoncée sur $\langle m_\nu \rangle$ de 45 meV.

3.8.5.3 Le projet DCBA

Le projet DCBA [158] (Drift Chamber Beta-ray Analyzer), de type "tracko-calor", est un détecteur magnétique pouvant mesurer l'impulsion des particules chargées par une méthode de reconstruction des trajectoires à 3 dimensions. DCBA consiste en une chambre à dérive de dimensions $46.4 \times 52.4 \times 68.0$ cm³, dans laquelle des feuilles minces de ¹⁵⁰Nd sont installées, à l'intérieur d'un solénoïde de diamètre 72 cm et de longueur 110 cm produisant un champ magnétique uniforme de 0.8 kG. Le détecteur est entouré de compteurs servant de veto aux rayons cosmiques (voir Fig. 3.191). Le système d'acquisition des données utilise des convertisseurs ADC Flash, qui rendent possible la lecture des données du détecteur de traces en 3D, avec la division de charge utilisée pour déterminer la position de la trace dans la direction du fil et la mesure du temps de dérive dans la direction du champ électrique.

Les simulations prédisent une résolution en énergie à un électron de 140 keV pour un électron typique de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ et une résolution spatiale sur le vertex inférieure à 3 mm, ce qui devrait aider fortement à la discrimination du bruit de fond.

Dans sa proposition initiale, DCBA vise à utiliser plusieurs dizaines de modules pour mesurer les processus $\beta\beta$ issus de feuilles minces de différentes sources (⁸²Se, ¹⁰⁰Mo ou ¹⁵⁰Nd, pour leurs grandes valeurs de $Q_{\beta\beta}$). Une masse totale de 600 kg de sources, avec 40 modules de 15 kg chacun et des feuilles sources de 60 mg/cm², était initialement envisagée. Avec une efficacité de 30% et un bruit de fond de 1 événement par module et par an, les sensibilités attendues sur la période sont respectivement $T_{1/2}^{0\nu}({}^{82}\text{Se}) > 3 \times 10^{26}$ années (90% d'enrichissement), $T_{1/2}^{0\nu}({}^{100}\text{Mo}) > 2 \times 10^{26}$ années (90% d'enrichissement), $T_{1/2}^{0\nu}({}^{nat}\text{Nd}) > 9 \times 10^{24}$ années, et $T_{1/2}^{0\nu}({}^{150}\text{Nd}) > 1 \times 10^{26}$ années (90% d'enrichissement). La méthode d'enrichissement choisie pour le ¹⁵⁰Nd est la séparation isotopique avec laser, de type AVLIS (Atomic Vapor Laser Isotopic Separation), qui doit encore être étudiée au Lawrence Livermore National Laboratory.

Principle of Track Detection

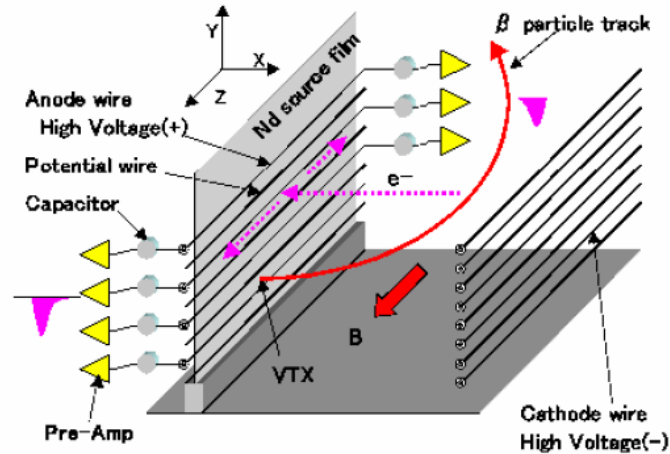


FIG. 3.191 – Principe du détecteur de traces pour DCBA.

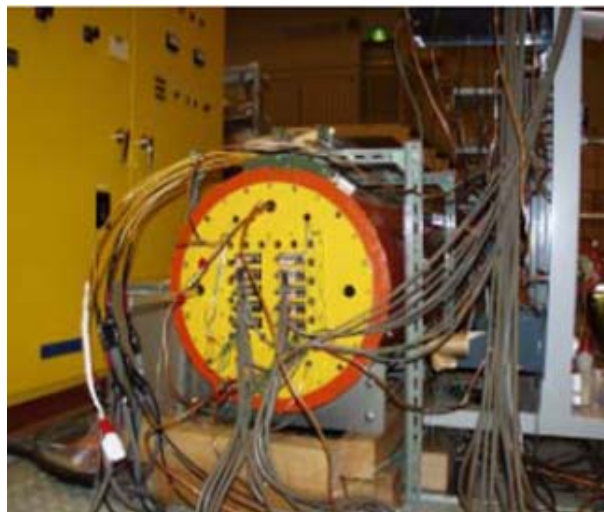


FIG. 3.192 – Photographie du prototype du détecteur DCBA (DCBA-T).

Depuis peu, la collaboration a choisi le ^{150}Nd pour l'étude d'un premier prototype DCBA-T (voir Fig. 3.192), avec une source de Nd_2O_3 de 40 mg/cm^2 , contenant 0.015 moles de ^{150}Nd .

La position en X est reconstruite par la mesure de la vitesse et du temps de dérive ($\sigma_X \sim 0.5 \text{ mm}$ attendu); la position en Y est donnée par la position sur le fil ($\sigma_Y \sim 0.05 \text{ mm}$ attendu); la position en Z est reconstruite grâce à la division de charge ($\sigma_Z \sim 6 \text{ mm}$ attendu).

En fait, les premières mesures ont montré une résolution spatiale pour la coordonnée Z de l'ordre de 13 mm, comme présenté sur la Fig. 3.193. En ce qui concerne la résolution en énergie, elle est de 220 keV à 0.8 MeV (voir Fig. 3.194) : avec une résolution variant en $1/\sqrt{E}$, on peut s'attendre à obtenir de l'ordre de 340 keV à 3367 keV.

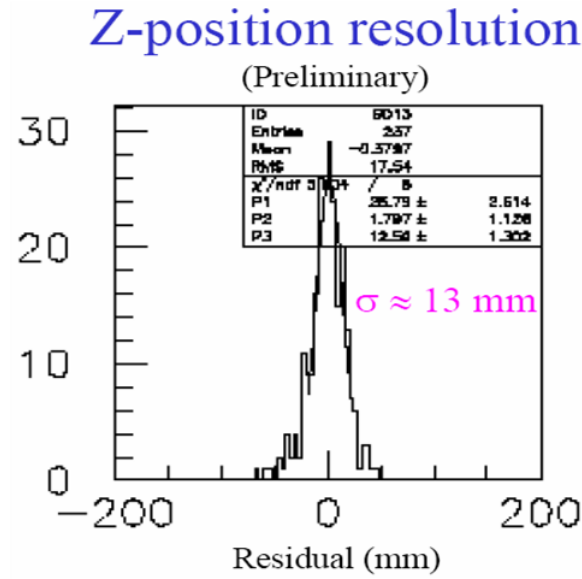


FIG. 3.193 – Résolution spatiale préliminaire sur la coordonnée Z , avec $\sigma_Z \sim 13$ mm.

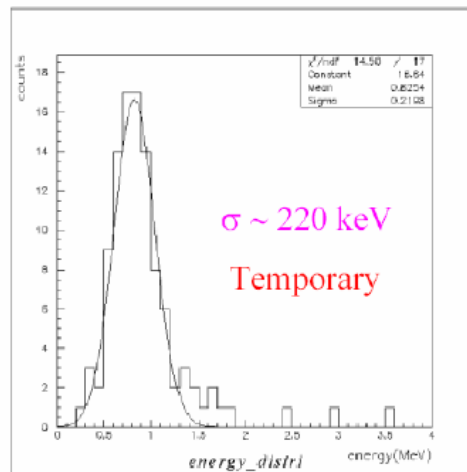


FIG. 3.194 – Résolution en énergie préliminaire pour DCBA-T, avec $\sigma_E \sim 220$ keV à 0.8 MeV.

Il faudra donc améliorer les performances, et surtout cette résolution en énergie, qui n'est pas suffisante à l'heure actuelle pour éliminer le bruit de fond dû au processus permis, et aussi trouver un processus d'enrichissement réaliste pour le ^{150}Nd . Notons enfin que les éléments de matrice nucléaire sont très difficiles à calculer pour ce noyau, du fait de sa déformation.

3.8.5.4 L'expérience EDELWEISS

En utilisant les développements réalisés par l'expérience EDELWEISS pour la recherche de matière noire, quelques membres de la collaboration ont proposé une stratégie pour l'étude du

processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{76}Ge . Pour ce faire, il s'agit d'éliminer complètement le bruit de fond dû à la radioactivité α et de réduire de près de deux ordres de grandeur le bruit de fond Compton, en utilisant quelques centaines de bolomètres en cristaux de germanium [159].

Les expériences IGEX et HM ont vu leur sensibilité limitée par la contamination α de surface et par les interactions Compton associées aux γ de haute énergie, qui peuplent quasi uniformément la région autour de 2 MeV (avec $(Q_{\beta\beta}({}^{76}\text{Ge})) = 2039$ keV). De plus, une excellente résolution en énergie est nécessaire pour éliminer le bruit de fond $\beta\beta 2\nu$.

Avec des bolomètres Ge, on peut obtenir une réduction très efficace du bruit de fond α par la mesure simultanée de la charge et de l'ionisation (pour le signal à 1 phonon). Le rapport charge/phonon est plus petit pour les α de surface que pour les électrons internes. Plus généralement, toutes les interactions qui ont lieu près de la surface ont un rapport anormal charge/phonon de l'ordre de 0.5. Les contaminations α internes aux cristaux de germanium vers 2 MeV devraient être négligeables et identifiées par leur énergie totale. L'analyse de la forme des signaux pour la charge doit conduire à une élimination complète du bruit de fond α .

En ce qui concerne l'élimination du bruit de fond γ , il s'agit de développer une stratégie anti-Compton basée sur trois aspects.

- Le premier est l'arrangement géométrique très compact des cristaux en hexagone, avec une structure de cuivre représentant seulement 10 % environ de la masse totale des cristaux (basé sur le principe de CUORICINO). D'après la compagnie Canberra-Eurisys Mesures, la production de cristaux de 1 kg de Ge de ce type est possible pour un coût et dans un délai raisonnables.
- Le second est l'analyse en fréquence du signal de charge de chaque cristal de forme cylindrique pour obtenir le temps de montée de la charge, et déterminer ainsi de façon précise la position de l'interaction (la résolution actuelle sur la position dans Edelweiss est d'environ 1 mm à 122 keV).
- Enfin, le troisième aspect consiste à analyser le signal de charge en utilisant 5 à 10 électrodes simultanément, la réalisation de combinaisons permettant de contraindre la position de l'interaction à 0.2 mm dans le plan vertical et à mieux que 1 mm pour la coordonnée radiale.

De ce fait, pour un cristal d'épaisseur 3 cm, un facteur 100% sur la réjection du bruit de fond γ pourrait être obtenu.

Dans Edelweiss I, le bruit de fond était d'environ 2 coups.keV⁻¹.kg⁻¹.an⁻¹ à 2 MeV. En sélectionnant les cristaux, en utilisant du cuivre ultra-pur, en minimisant l'activation cosmogénique par installation rapide en laboratoire souterrain, l'expérience pourrait gagner un ordre de grandeur sur le fond, à 0.2 coups.keV⁻¹.kg⁻¹.an⁻¹ à 2 MeV. En ce qui concerne la résolution en énergie, elle est naturellement très bonne, de 3 keV à 2 MeV. Des améliorations sur la reconstruction de la coordonnée axiale de l'interaction devraient permettre d'obtenir une résolution spatiale de 0.2 mm à 2 MeV. Il est aussi prévu d'utiliser l'information radiale des électrodes. Même en supposant une efficacité $\epsilon_{\text{anti Compton}}$ de seulement 50% sur la réjection anti-Compton (dans le cas pessimiste), on attend alors 6 événements de bruit de fond/(an × tonne). Avec un rapport signal sur bruit de 1.4σ , la publication annonce l'obtention d'une masse effective $\langle m_\nu \rangle \simeq 15$ meV à 4σ , en 3 ans, pour la découverte d'un signal.

3.8.5.5 Le projet MAJORANA

Le projet de calorimètre MAJORANA, aux Etats-Unis, est lui aussi en phase de R&D pour l'étude des processus $\beta\beta$ avec 500 kg de détecteurs Ge [160], enrichis à 86% en ^{76}Ge . Le principe

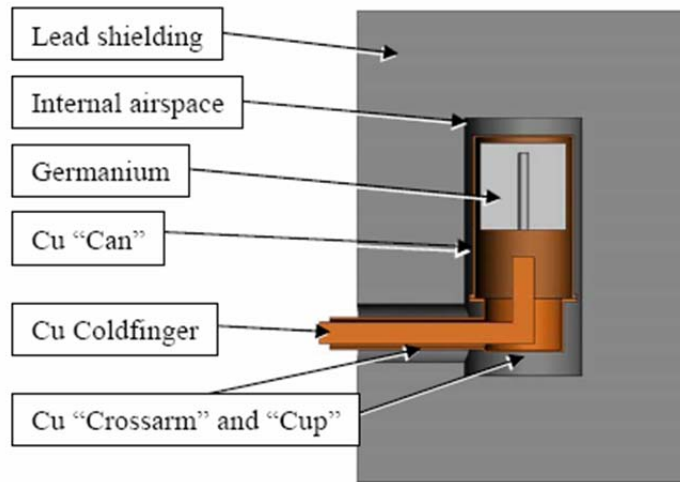


FIG. 3.195 – Schéma de principe d'un détecteur Germanium. Le volume de germanium est 400 cm^3 soit 2.1 kg; le volume total de cuivre est de 242 cm^3 , soit 2.1 kg aussi, incluant 0.6 kg (can), 0.7 kg (coldfinger) et 0.8 kg (crossarm + cup).

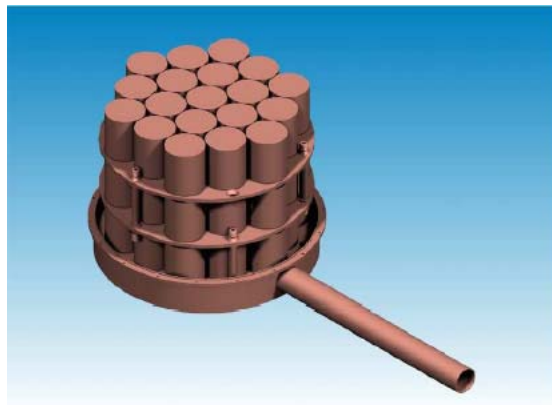


FIG. 3.196 – Un module de MAJORANA contenant 57 cristaux de 1 kg chacun dans un cryostat en cuivre standard électroformé ultra-bas bruit de fond.

d'un détecteur est présenté Fig. 3.195. Ces détecteurs vont ensuite être regroupés par module, chaque module représentant l'agencement de plusieurs cristaux. Un exemple de regroupement à 57 cristaux est présenté Fig. 3.196, mais il existe aussi une possibilité de regroupement à 259 cristaux avec une autre configuration de refroidissement possible.

L'originalité du projet MAJORANA est de segmenter les détecteurs germanium, chacun de 62 mm de diamètre et 70 mm de long, avec une masse d'environ 1 kg, afin de rejeter le bruit de fond par coïncidence, comme présenté sur la Fig. 3.197.

Cette segmentation permet la réduction du bruit de fond, comme montré sur la Fig. 3.198, les impulsions de courant multi-site et single-site servant à discriminer la forme du signal (PSD pour Pulse Shape Discrimination) entre les événements de bruit de fond γ et les événements de type $\beta\beta$ (voir Fig. 3.199). En cumulant ces techniques, le bruit de fond pourrait ainsi être réduit

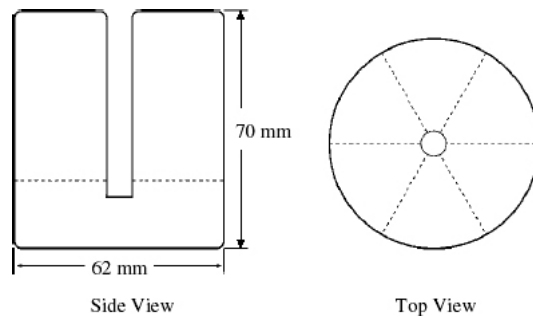


FIG. 3.197 – Schéma de segmentation standard des détecteurs Germanium. C'est la configuration utilisée pour le détecteur SEGA, actuellement en test par la collaboration MAJORANA.

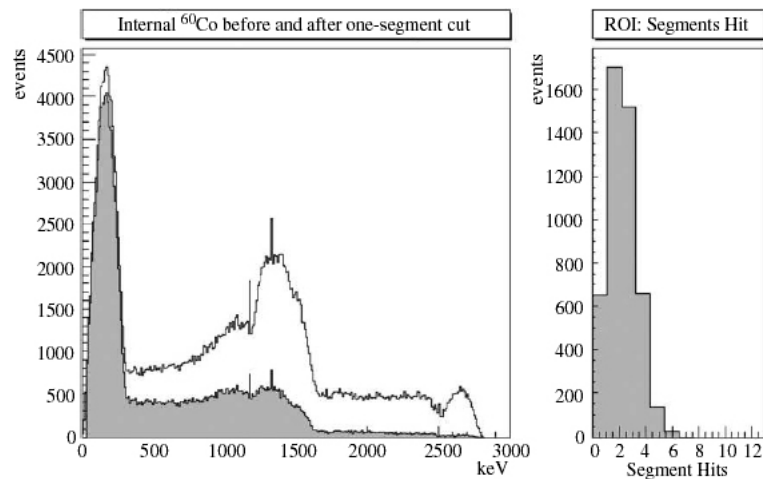


FIG. 3.198 – Résultats de la simulation Monte-Carlo d'une contamination de ^{60}Co interne au cristal de germanium, créée par des neutrons cosmogéniques pendant que les détecteurs germanium étaient en surface. Le spectre du haut est sans coupure, tandis que celui du bas, en grisé, correspond à l'application de coupures pour exclure les événements ayant interagi avec plus d'un segment. Le spectre à droite montre le nombre d'événements en fonction du nombre de segments touchés.

d'un facteur 65 par rapport aux résultats de l'expérience IGEX, passant ainsi de 0.2 à 0.003 coups. $\text{kg}^{-1}.\text{keV}^{-1}.\text{an}^{-1}$.

L'ensemble des détecteurs de MAJORANA pourrait être opérationnel pour 2015. La collaboration MAJORANA a réalisé des analyses extensives sur les bruits de fond attendus et leur impact sur la sensibilité finale de l'expérience, au bout de 10 ans incluant la construction du détecteur. La sensibilité ultime (publiée dans leur proposition d'expérience), avec une exposition $\lesssim 4300 \text{ kg.an}$ de germanium enrichi à 86% en ^{76}Ge , correspond à l'observation d'un signal, avec $T_{1/2}^{0\nu} = 4.3 \times 10^{27} \text{ ans}$, soit une masse effective $\langle m_\nu \rangle = 38 \pm 7 \text{ meV}$. Notons que ces valeurs correspondent à un bruit de fond de $7 \times 10^{-4} \text{ coups.keV}^{-1}.\text{kg}^{-1}.\text{an}^{-1}$, imposant encore un gain d'un facteur 4 supplémentaire sur le fond présenté juste avant.

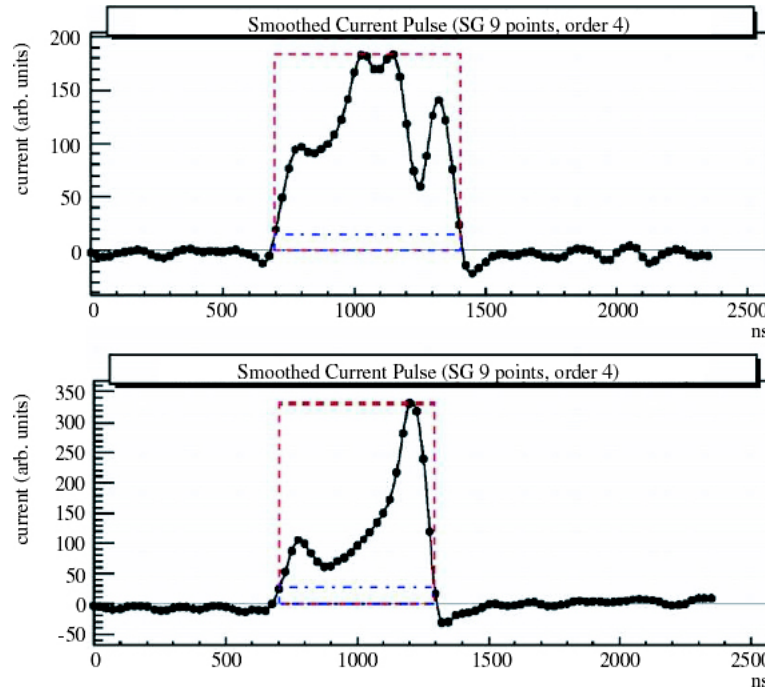


FIG. 3.199 – Impulsions de courant typiques associés à un événement multi-site (figure du haut) comme un rayonnement γ de bruit de fond et un événement single-site (figure du bas) comme un événement de décroissance double bêta dans un détecteur Ge.

Comme il a été discuté précédemment, les collaborations MAJORANA et GERDA (voir Section 3.8.2) pourraient à terme joindre leurs efforts pour réaliser une unique très grande expérience avec du ^{76}Ge .

3.8.5.6 L'expérience MOON

Le projet MOON [161] de type “tracko-calorimètre”, au Japon, consiste à utiliser la structure nucléaire unique du ^{100}Mo pour obtenir une expérience double, à la fois pour l'étude des neutrinos solaires et pour l'étude des processus $\beta\beta$. Néanmoins, la période courte du processus permis pour le ^{100}Mo fait qu'une attention toute particulière doit être apportée à la résolution en énergie.

MOON reprend la technique “tracko-calorimètre”, avec la partie détecteur de traces réalisée en fibres plastiques scintillantes en sandwich autour de feuilles minces de ^{100}Mo . Cette configuration, représentée sur les Fig. 3.200 et 3.201, permet la reconstruction des trajectoires des électrons et de la distribution angulaire des paires d'électrons émises depuis la source, pour rejeter les bruits de fond (incluant le bruit de fond $\beta\beta 2\nu$). Le taux de comptage $\beta\beta 0\nu$ attendu pour une sensibilité sur $\langle m_\nu \rangle$ de 30 meV, est d'environ 11 coups. $\text{t}^{-1}.\text{an}^{-1}$ pour le molybdène enrichi.

La résolution en énergie est en cours de tests (voir le principe du détecteur en Fig. 3.201). La résolution obtenue est $\sigma_E = 2.7\%/\sqrt{E}$. Pour l'ensemble des modules de MOON, la résolution attendue (FWHM) est de 5% à 3034 keV.

L'expérience MOON est planifiée en trois phases : MOON-I, avec 3 kg.an, MOON-II, avec 750 kg.an, et MOON-III, avec 5.25 tonnes.an. Les périodes attendues pour le processus interdit

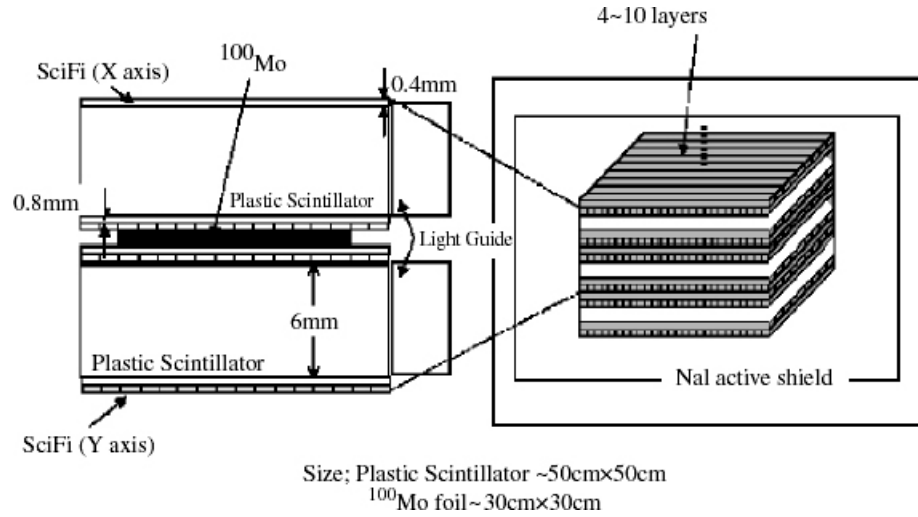


FIG. 3.200 – Conception artistique d'un module du détecteur MOON, montrant la feuille de ^{100}Mo , la lecture des fibres et les scintillateurs plastiques.

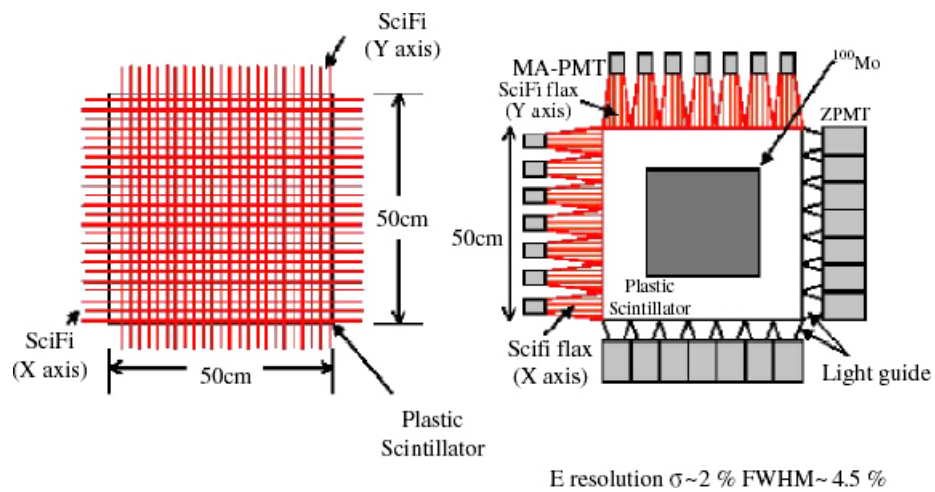


FIG. 3.201 – Configuration de tests de la résolution en énergie des modules de MOON. Ces tests ont montré une résolution (FWHM) de 4.5% à 3 MeV ($Q_{\beta\beta}(^{100}\text{Mo}) = 3.034$ MeV).

sont respectivement 6×10^{25} , 8×10^{26} et 3×10^{27} années, et les limites supérieures associées sur la masse effective sont 0.1, 0.03 et 0.02 eV respectivement.

On peut remarquer que ce projet a peu de chances d'aboutir d'ici 10 ans à la phase MOON-III. Néanmoins, dans le futur, en utilisant du molybdène enrichi en isotope 100, en bénéficiant de la bonne résolution en énergie et en réduisant le bruit de fond à la valeur attendue, le projet devrait être mené à terme et donner de bons résultats.

3.8.5.7 Le projet XMASS

Le projet de calorimètre XMASS [162] est en phase de R&D. Il consiste en du xénon liquide vu par des PM, pour la recherche de la matière noire froide (CDM), la mesure des neutrinos solaires (${}^7\text{Be}$ de la chaîne pp) et l'observation des processus $\beta\beta$ du ${}^{136}\text{Xe}$. Un cryostat de tests a été construit et testé. Il contient 30 litres de Xe liquide dans une chambre de 30 cm³ entourée de PM qui fournissent une couverture en surface de photocathode de 16%.

La lumière de scintillation en sortie du xénon liquide vaut $\sim 4.2 \times 10^4$ photons.MeV⁻¹, approximativement du même ordre que pour le NaI(Tl). Le bruit de fond obtenu pour ce détecteur prototype est de l'ordre de 3×10^{-2} keV⁻¹.kg⁻¹.jour⁻¹ à 2479 keV (énergie de transition du ${}^{136}\text{Xe}$), soit ~ 11 keV⁻¹.kg⁻¹.an⁻¹, ce qui est relativement élevé. Cette valeur devrait être réduite pour la version finale à 800 kg de XMASS [138].

Là encore, la transformation en détecteur $\beta\beta$ dédié pourra se faire en remplaçant le xénon naturel par du ${}^{136}\text{Xe}$, mais ce dans un avenir assez lointain. Avec un détecteur à scintillation contenant 10 tonnes de xénon naturel liquide, la résolution en énergie attendue est de 3% à 3 MeV, et la collaboration espère atteindre une limite supérieure sur la période du processus interdit $T_{1/2}^{0\nu} > 3.3 \times 10^{27}$ années.

3.8.6 Sensibilité des différentes expériences en fonction du temps de mesure

Il est clair que la sensibilité d'une expérience dépend de la résolution en énergie à $Q_{\beta\beta}$ et du nombre d'événements de bruit de fond dans la fenêtre en énergie choisie pour l'étude du processus interdit (la largeur de cette fenêtre étant directement liée à la résolution en énergie). Il faut donc jouer sur ces deux paramètres pour espérer atteindre des périodes plus élevées et donc une sensibilité meilleure sur la masse effective.

En utilisant les valeurs d'efficacité, de fond, et de résolution en énergie données par GERDA, CUORE et SuperNEMO, qui sont les trois expériences pour lesquelles, d'une part ces informations sont clairement fournies, et d'autre part on peut attendre des résultats sous dix ans, il est possible de recalculer les sensibilités sur la période en fonction du temps de mesure. On calcule pour cela le nombre d'événements de fond attendu N_{bdf} , et on en déduit la période (voir Eq. 2.16 en Section 2.4.1) pour un nombre d'événements mesurés égal à la partie entière de N_{bdf} .

Les courbes associées sont présentées Fig. 3.202 pour l'expérience GERDA, pour une résolution de 4 keV à $Q_{\beta\beta}$ respectivement en phase I avec un bruit de fond de 0.01 coups.keV⁻¹.kg⁻¹.an⁻¹, puis en phase II avec le même bruit de fond de 0.01 coups.keV⁻¹.kg⁻¹.an⁻¹, et enfin en phase II avec un bruit de fond de 0.001 coups.keV⁻¹.kg⁻¹.an⁻¹ (la phase III n'est pas présentée ici).

Les résultats pour CUORE sont donnés en Fig. 3.203, pour une résolution de 5 keV à $Q_{\beta\beta}$, avec un bruit de fond respectivement de 0.01 et 0.001 coups.keV⁻¹.kg⁻¹.an⁻¹.

Enfin, en Fig. 3.204 sont montrées les mêmes courbes pour SuperNEMO, calculées en utilisant respectivement un bruit de fond de 2.4 ou 0.6 coups.kg⁻¹.an⁻¹ dans la fenêtre en énergie.

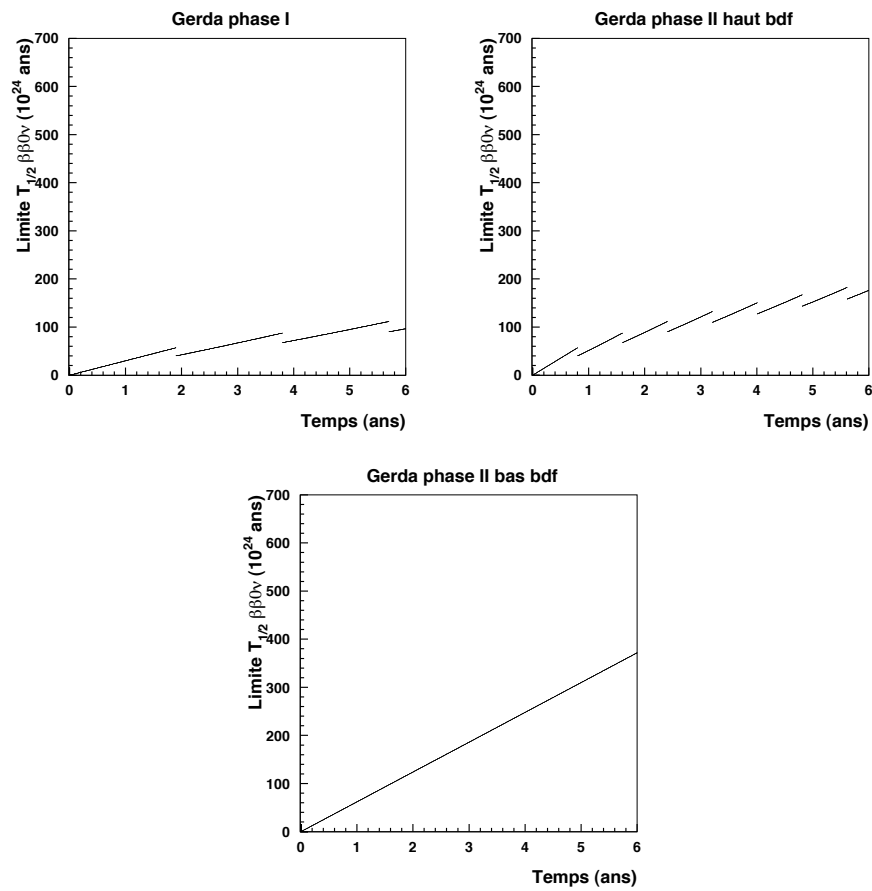


FIG. 3.202 – Sensibilité sur la période en fonction du temps pour l'expérience GERDA, en phases I et II (voir texte).

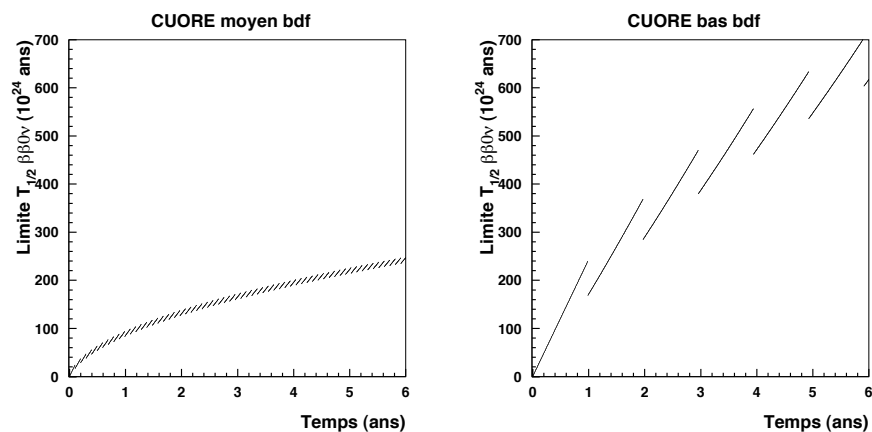


FIG. 3.203 – Sensibilité sur la période en fonction du temps pour l'expérience CUORE, avec un bruit de fond conservatif ou en ayant atteint leurs objectifs (voir texte).

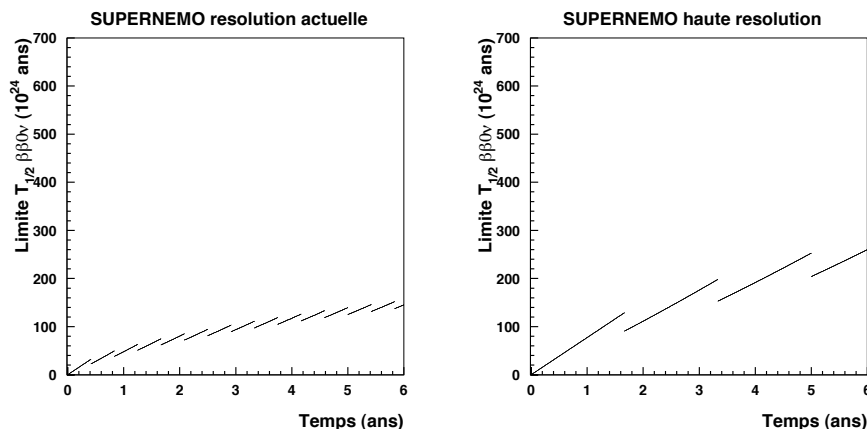


FIG. 3.204 – Sensibilité sur la période en fonction du temps pour l’expérience SuperNEMO, pour une résolution en énergie comme dans NEMO 3, ou en ayant atteint les objectifs (voir texte).

Les sauts observés sur la période correspondent au changement d’unité sur le nombre d’événements mesurés dans la fenêtre et on en déduit la période pour un nombre d’événements mesurés égal à la partie entière du nombre d’événement attendus. Pour une comparaison plus aisée des expériences, on peut se référer à la Fig. 3.205, qui compare directement les trois expériences avec leur meilleure sensibilité, sur 5 ans de prise de données. On voit que l’expérience CUORE, si elle réussit à s’affranchir des contaminations de surface et à atteindre le bruit de fond de 10^{-3} coups.keV⁻¹.kg⁻¹.an⁻¹, aura une sensibilité sur la période bien meilleure que GERDA Phase II et SuperNEMO, qui atteindront quant à elles durant les trois premières années le même ordre de grandeur sur la sensibilité.

Néanmoins, et c’est l’objectif de la partie suivante, il faut encore relier cette limite ou cette mesure de la période à la masse effective du neutrino. C’est là qu’interviennent les éléments de matrice nucléaires, déjà discutés en Section 2.5.

3.8.7 L’effet des éléments de matrice nucléaires

Comme expliqué en Section 2.5, les NME servent à relier la période du processus $\beta\beta 0\nu$, la masse effective du neutrino et l’espace de phase. Les publications théoriques sont difficilement comparables immédiatement. Certaines donnent la valeur de l’élément de matrice nucléaire $|M^{0\nu}|$, d’autres plutôt le produit de l’espace de phase par l’élément de matrice nucléaire, C_{mm}^0 . Certains auteurs recalculent les espaces de phase et donnent directement la masse effective pour une période donnée. Enfin, il faut pour certaines tenir compte de la masse de l’électron et on a alors $C_{mm}^0/m_e^2 = G^{0\nu}|M^{0\nu}|^2$. Afin de réaliser une comparaison des résultats publiés par différents auteurs je suis partie de la forme usuelle pour l’expression de la période du processus interdit (comme donnée en Section 2.4.1, Eq. 2.8) :

$$[T_{1/2}^{0\nu}]^{-1} = G^{0\nu}|M^{0\nu}|^2\langle m_\nu \rangle^2$$

Les valeurs de l’espace de phase utilisées sont celles présentées en Tab. 2.1 de la Section 2.4.1 (à l’exception de deux publications que je mentionnerai plus loin). A partir de cet espace de phase, j’ai recalculé pour chacune le produit de l’espace de phase par l’élément de matrice nucléaire,

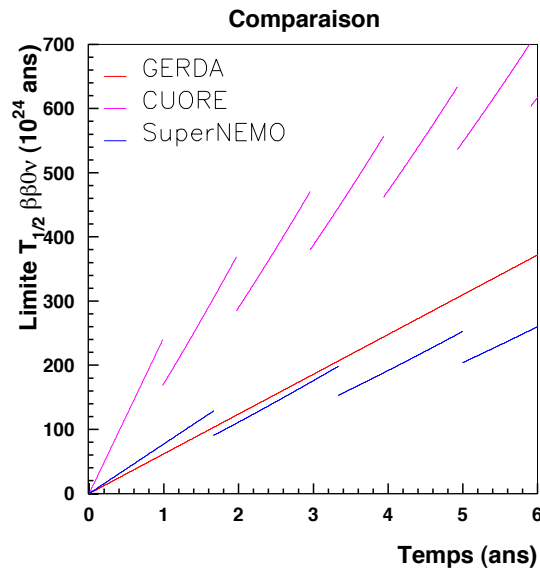


FIG. 3.205 – Comparaison des variations de la période en fonction du temps de mesure pour les trois expériences, en utilisant leur sensibilité attendue la meilleure.

afin de présenter les résultats sous la forme :

$$T_{1/2}^{0\nu} \text{ (ans)} = \frac{T^0 \text{ ans}}{\langle m_\nu \rangle^2 \text{ (eV)}} \quad (3.36)$$

3.8.7.1 Le choix des publications d'éléments de matrice nucléaires

Les deux techniques utilisées pour le calcul des éléments de matrice se placent l'une dans le cadre du modèle en couches (SM) et l'autre dans le cadre de l'approximation quasi-particules (QRPA), comme expliqué en Section 2.5.

Les publications ont été choisies de la façon suivante :

- a priori, tant qu'on ne sait pas quel est le calcul qui reproduit le mieux le processus $\beta\beta 0\nu$, on a sûrement intérêt à utiliser les résultats des auteurs qui reproduisent d'autres propriétés nucléaires relevantes (β , $\beta\beta 2\nu$, ...), qui paraissent plus crédibles,
- ont été privilégiés les auteurs publiant des valeurs de NME sur plusieurs noyaux,
- les publications les plus récentes ont été choisies, lorsque leurs auteurs reviennent sur leurs calculs précédents, en justifiant la raison pour laquelle on peut croire à leur dernier calcul,
- en ce qui concerne le modèle en couches (SM), j'ai trouvé peu de publications. J'ai étudié celle de la référence [154], associée aux références publiées ou sous presse des mêmes auteurs [163] et [164], qui donnent les valeurs de NME pour six noyaux au total. Pour les trois noyaux ^{48}Ca , ^{76}Ge et ^{82}Se , j'utilise les derniers résultats publiés [163], compatibles avec ceux de la référence [164]. Pour les isotopes ^{124}Sn et ^{130}Te , j'utilise la référence [154] parce que ces calculs sont récents et non publiés. Enfin, pour le ^{136}Xe , j'utilise aussi la référence [154] car les auteurs ont étudié ce noyau complètement depuis leur précédente publication en référence [164]. C'est un choix arbitraire, justifié notamment par le fait que les auteurs (notamment nos collaborateurs de l'IREs) recalculent l'ensemble des paramètres pour un noyau donné, ce qui leur permet de

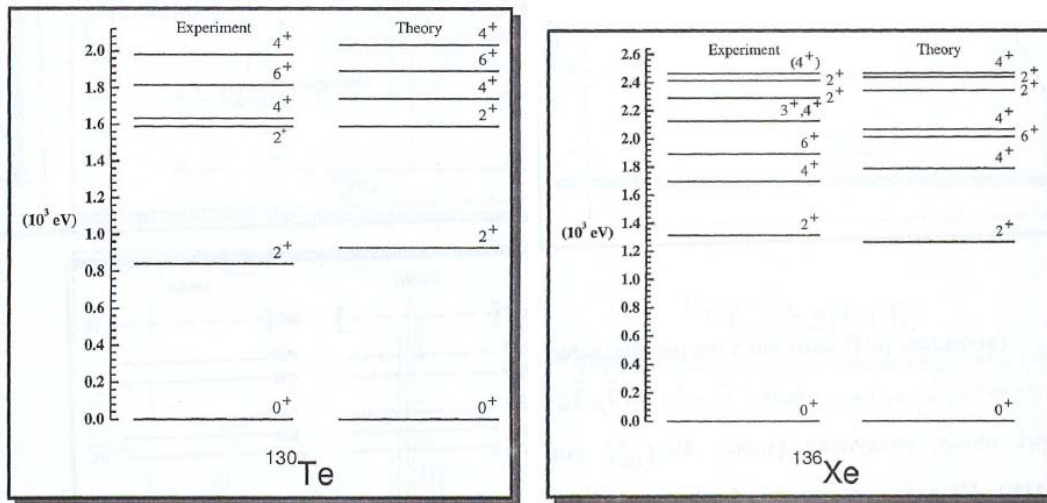


FIG. 3.206 – Comparaison entre les schémas de niveau expérimentaux et théoriques calculés dans le cadre du modèle des couches pour le ^{130}Te et le ^{136}Xe [154]. L'accord est très bon et justifie l'utilisation des résultats de ces auteurs pour les calculs de T^0 .

reproduire les schémas de niveaux expérimentaux des noyaux avec une bonne précision, comme le montre la Fig. 3.206. Les valeurs de T^0 associées sont publiées dans le Tab. 3.62, en première ligne, avec la référence SM (comme Shell Model), et sont utilisées pour les comparaisons dans les figures présentées en Section 3.8.7.2, avec la référence *Shell Model*.

- dans le cadre de la QRPA et de ses extensions,

- Le premier papier choisi [155] a plusieurs avantages. Le premier est qu'il est récent, le second est que plusieurs groupes de théoriciens se sont regroupés pour l'écrire (notamment un de nos collaborateurs de Bratislava), et que pour la première fois on y trouve des arguments pour justifier les choix effectués (voir Section 2.5.1). Enfin ce papier fournit les valeurs de NME pour plusieurs noyaux, calculés dans l'approximation QRPA et dans l'approximation RQRPA, avec deux valeurs possibles pour la constante de couplage axiale, soit $g_A = 1$, soit $g_A = 1.25$, en ajustant pour les deux approximations la valeur de g_{pp} sur la probabilité de transition expérimentale du processus $\beta\beta 2\nu$ et en imposant la valeur de g_{ph} à 1, et enfin en incluant dans le calcul les termes "high-order". Les valeurs de T^0 associées sont publiées dans le Tab. 3.62 avec les références QRPA 1 à RQRPA 1.25. Il faut noter que ces auteurs recalculent l'espace de phase pour chacun de noyaux, il faut donc utiliser directement leurs résultats sur la période et la masse effective pour déterminer la valeur de T^0 .

Il se trouve que pour tous les noyaux présentés, la valeur la plus favorable pour la sensibilité sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ est toujours donnée par le modèle QRPA avec $g_A = 1$ et la valeur la plus défavorable par le modèle RQRPA avec $g_A = 1.25$ (à l'exception du zirconium, pour lequel c'est le contraire). J'ai donc choisi d'utiliser ces deux valeurs extrêmes pour les figures présentées en Section 3.8.7.2, afin d'obtenir un intervalle de valeurs possibles pour les NME associés à ces auteurs, référencées respectivement *RFSV05 - RQRPA - $g_A = 1$* et *RFSV05 - QRPA - $g_A = 1.25$* .

Les auteurs de ce papier observent que la méthode choisie pour fixer g_{pp} permet d'éliminer les incertitudes associées au calcul dans l'approximation QRPA du processus $\beta\beta 0\nu$, et

d'obtenir ainsi des valeurs de NME très semblables, que l'on utilise la QRPA ou la RQRA. Enfin, une différence d'environ 30% est observée sur les valeurs de NME obtenues suivant que l'on inclut (comme dans la table) ou non (seulement dans la publication), les termes "high-order". Toutes ces remarques sont très intéressantes pour un expérimentateur, car on y voit une tentative d'études des systématiques sur leurs calculs. Néanmoins le problème reste entier : comment savoir si leur calcul s'approche de la réalité ou pas...

On peut noter néanmoins que plusieurs des auteurs de la publication référencée [155], qui insistent à présent pour fixer la valeur de g_{pp} aux taux de décroissances $\beta\beta 2\nu$, avaient précédemment publié plusieurs papiers en fixant $g_{pp} = 1$ et $g_{ph} = 0.8$. Leur publication de 1999 [165] par exemple présente une revue sur l'ensemble des noyaux comme en référence [155], dans le cadre de l'approximation RQRPA, mais avec $g_{pp} = 1$. Les valeurs de T^0 pour cette publication sont aussi indiquées dans le Tab. 3.62, pour comparaison (voir ligne RQRPA 1.25). Les valeurs d'espace de phase, qui sont aussi recalculées pour cette publication, sont celles utilisées aussi pour la publication plus récente. On note certains écarts, et notamment de près d'un ordre de grandeur pour le ^{100}Mo , dont le NME est devenu nettement plus défavorable que précédemment. Ce calcul n'est pas présenté sur les figures, car les valeurs obtenues avec ce papier appartiennent à l'intervalle de valeurs de NME réalisé avec l'ensemble des publications choisies. Seule la valeur pour le ^{150}Nd est rappelée en Section 3.8.7.2.

- Une autre publication [166] utilise la valeur de la probabilité de transition expérimentale du processus $\beta\beta 2\nu$ pour fixer g_{pp} , mais seulement pour l'état $J^\pi = 1^+$ relevant pour la décroissance $\beta\beta 2\nu$, en laissant la force non renormalisée pour les autres états. Plusieurs calculs sont réalisés, pour différentes extensions de la QRPA, avec à chaque fois une grande (ℓ , pour large) ou une petite (s , pour small) taille fixée pour l'espace du modèle. On peut noter que les valeurs de NME obtenues, référencées QRPA ℓ à SK-QRPA s dans le Tab. 3.62, d'une part sont assez différentes suivant l'approximation utilisée, d'autre part sont en général plus favorables que celles des autres auteurs. Pour les figures en Section 3.8.7.2, j'ai choisi pour chaque noyau la valeur de T^0 minimale (référéncée *SK01 - min*) et la valeur de T^0 maximale (référéncée *SK01 - max*) parmi les huit présentées dans le Tab. 3.62, afin de fournir un intervalle aussi pour ces auteurs. On peut noter que la valeur publiée dans cette article pour le ^{100}Mo a été corrigée par mes soins pour tenir compte du fait que l'espace de phase utilisé était faux (la valeur de $T^0(^{100}\text{Mo})$ obtenue ici est ainsi moins favorable que celle publiée).
- On trouve ensuite les valeurs des NME obtenues par notre collaborateur de Finlande [153], issues de deux papiers de revue [167], [168], qui fournissent les valeurs de NME pour plusieurs noyaux, calculées dans l'approximation QRPA, en ajustant les valeurs de g_{pp} et g_{ph} sur les probabilités de transition expérimentales des processus β simples (voir Section 2.5.1). La constante de couplage axiale g_A est fixée à 1. Deux approximations sont utilisées dans le papier [167], respectivement appelées QRPA AS1 (pour l'utilisation d'un potentiel de Woods-Saxon en base standard) et QRPA AS2 (pour l'utilisation d'un potentiel de Woods-Saxon ajusté pour obtenir un champ moyen plus réaliste) dans le Tab. 3.62. D'autres valeurs sont obtenues en référence [168], toujours en QRPA avec $g_A = 1$, cette publication étant une revue reprenant plusieurs calculs des auteurs publiés entre 1998 et 2002. Les valeurs associées sont appelées QRPA AS3 dans le Tab. 3.62. Après discussion avec J. Suhonen, qui est un des auteurs de ces publications, j'ai choisi d'utiliser pour les figures la valeur minimale et la valeur maximale prises parmi AS1, AS2 et AS3 pour chacun des noyaux,

respectivement appelées *AS96 - AS 03 - min* et *AS96 - AS03 - max*, afin une fois de plus d'obtenir un intervalle pour ces auteurs aussi.

- J'ai par la suite ajouté plusieurs calculs de QRPA, par différents auteurs, utilisés dans d'autres publications $\beta\beta$ et citées pour comparaison dans les références que j'avais choisies précédemment [171], [172]. J'ai aussi cherché à obtenir d'autres valeurs de NME pour le ^{48}Ca [169], [170], et le ^{150}Nd . Ces résultats sont présentés dans les quatre dernières lignes du Tab. 3.62, et sont respectivement appelés QRPA (1) [171], QRPA (2)[172], QRPA (3) [169] et QRPA (4) [170].

Deux remarques pour finir :

Dans la plupart des publications précitées, on trouve aussi les calculs pour l'isotope ^{128}Te , que je n'ai pas présentés ici. En effet, aucune des expériences mentionnées dans ce mémoire n'utilise ce noyau. J'aurais pu faire de même pour le ^{96}Zr , mais sa présence en petite quantité dans NEMO 3 m'a incité à le conserver dans le Tab. 3.62, pour une future utilisation des NME associés. Quant au ^{124}Sn , il est présenté dans le cadre de l'étude des différents noyaux susceptibles d'être installés dans SuperNEMO.

Enfin, j'ai délibérément choisi de ne pas utiliser la référence [173], qui ne donne des résultats que pour le ^{76}Ge , le ^{128}Te et le ^{130}Te , avec des éléments de matrice extrêmement favorables pour le ^{76}Ge et le ^{130}Te . Les sensibilités associées sur les périodes sont presque un ordre de grandeur plus favorables que celles obtenues avec les autres calculs. Je laisse le soin aux expériences utilisant ces noyaux d'incorporer, si elles le souhaitent, les valeurs de NME de cette publication dans leur intervalle en masse effective de neutrino, qui sera ainsi plus favorable.

3.8.7.2 Les valeurs de T^0 obtenues

Je m'intéresse ici aux isotopes $\beta\beta$ suivants : ^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{124}Sn , ^{130}Te , ^{136}Xe et ^{150}Nd .

En ce qui concerne le ^{48}Ca , il y a peu de publications. La première correspond à une étude dans le cadre du modèle en couches (SM), qui donne $T^0 = 8.84 \times 10^{24}$ années [154]. La seconde et la troisième sont obtenues dans le cadre de l'approximation QRPA, et fournissent respectivement $T^0 = 2.31 \times 10^{24}$ années [169] et $T^0 = 2.44 \times 10^{24}$ années [170]. On constate que les deux valeurs obtenues en QRPA sont très proches, et donnent une valeur trois fois plus faible que celle du SM. On peut aussi noter que le ^{48}Ca , du fait de son plus petit nombre de nucléons et de son caractère doublement magique, est calculable plus aisément que les autres noyaux dans le cadre du SM.

Je donne pour information les valeurs de T^0 obtenues pour le ^{124}Sn . Tou d'abord j'utilise les calculs réalisés dans l'approximation QRPA, en ajustant la valeur de g_{pp} sur les probabilités de transition expérimentales des processus β simples [167]. Deux valeurs ont été publiées, la première correspondant à l'utilisation d'un potentiel de Woods-Saxon en base standard, qui donne $T^0 = 4.58 \times 10^{23}$ années, et la seconde avec un potentiel de Woods-Saxon ajusté pour obtenir un champ moyen plus réaliste, qui correspond à $T^0 = 1.14 \times 10^{24}$ années. On constate qu'il y a presque un facteur trois entre ces deux valeurs de période, bien qu'elles aient été obtenues à partir de NME issus d'une même publication... D'autre part, dans le cadre du modèle en couches [154], $T^0 = 1.6 \times 10^{24}$ années, à peine moins favorable qu'en approximation QRPA. Comme pour le noyau ^{48}Ca , le ^{124}Sn a des critères de magie intéressants pour les calculs dans le cadre du SM ($Z = 50$, magique, ce qui permet de traiter le ^{124}Sn comme un coeur de ^{100}Sn doublement magique, donc très stable, accompagné de 24 neutrons de valence).

| Modèle | $T^0(^{76}\text{Ge})$ | $T^0(^{82}\text{Se})$ | $T^0(^{96}\text{Zr})$ | $T^0(^{100}\text{Mo})$ | $T^0(^{116}\text{Cd})$ | $T^0(^{130}\text{Te})$ | $T^0(^{136}\text{Xe})$ |
|-----------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| SM | $1.77 \cdot 10^{25}$ | $2.40 \cdot 10^{24}$ | | | | $9.0 \cdot 10^{23}$ | $1.30 \cdot 10^{24}$ |
| QRPA 1 | $5.36 \cdot 10^{24}$ | $1.68 \cdot 10^{24}$ | $2.18 \cdot 10^{25}$ | $2.98 \cdot 10^{24}$ | $2.44 \cdot 10^{24}$ | $2.54 \cdot 10^{24}$ | $5.01 \cdot 10^{24}$ |
| QRPA 1.25 | $4.60 \cdot 10^{24}$ | $1.33 \cdot 10^{24}$ | $2.18 \cdot 10^{27}$ | $2.79 \cdot 10^{24}$ | $1.72 \cdot 10^{24}$ | $1.96 \cdot 10^{24}$ | $4.17 \cdot 10^{24}$ |
| RQRPA 1 | $6.24 \cdot 10^{24}$ | $2.03 \cdot 10^{24}$ | $1.88 \cdot 10^{25}$ | $3.65 \cdot 10^{24}$ | $2.82 \cdot 10^{24}$ | $2.87 \cdot 10^{24}$ | $5.46 \cdot 10^{24}$ |
| RQRPA 1.25 | $5.73 \cdot 10^{24}$ | $1.65 \cdot 10^{24}$ | $3.63 \cdot 10^{25}$ | $3.40 \cdot 10^{24}$ | $2.05 \cdot 10^{24}$ | $2.17 \cdot 10^{24}$ | $4.61 \cdot 10^{24}$ |
| RQRPA 1.25 | $4.23 \cdot 10^{24}$ | $1.08 \cdot 10^{24}$ | $1.61 \cdot 10^{24}$ | $4.6 \cdot 10^{23}$ | $9.99 \cdot 10^{23}$ | $1.46 \cdot 10^{24}$ | $1.04 \cdot 10^{25}$ |
| QRPA s | $2.07 \cdot 10^{24}$ | $2.96 \cdot 10^{23}$ | $2.58 \cdot 10^{23}$ | $1.98 \cdot 10^{23}$ | $3.32 \cdot 10^{23}$ | $2.63 \cdot 10^{23}$ | $1.93 \cdot 10^{24}$ |
| QRPA ℓ | $1.40 \cdot 10^{25}$ | $4.18 \cdot 10^{23}$ | $5.9 \cdot 10^{23}$ | $3.93 \cdot 10^{23}$ | $6.5 \cdot 10^{23}$ | $4.14 \cdot 10^{23}$ | $3.03 \cdot 10^{24}$ |
| RQRPA s | $2.92 \cdot 10^{24}$ | $5.01 \cdot 10^{23}$ | $4.92 \cdot 10^{23}$ | $3.0 \cdot 10^{23}$ | $4.05 \cdot 10^{23}$ | $2.84 \cdot 10^{23}$ | $2.24 \cdot 10^{24}$ |
| RQRPA ℓ | $1.17 \cdot 10^{25}$ | $1.27 \cdot 10^{24}$ | $6.03 \cdot 10^{23}$ | $4.93 \cdot 10^{23}$ | $4.59 \cdot 10^{23}$ | $6.54 \cdot 10^{23}$ | $5.3 \cdot 10^{24}$ |
| f-RQRPA s | $3.02 \cdot 10^{24}$ | $5.38 \cdot 10^{23}$ | $4.99 \cdot 10^{23}$ | $3.38 \cdot 10^{23}$ | $7.64 \cdot 10^{23}$ | $4.84 \cdot 10^{23}$ | $5.63 \cdot 10^{24}$ |
| f-RQRPA ℓ | $7.10 \cdot 10^{24}$ | $1.34 \cdot 10^{24}$ | $7.62 \cdot 10^{23}$ | $5.08 \cdot 10^{23}$ | $9.56 \cdot 10^{23}$ | $8.65 \cdot 10^{23}$ | $6.97 \cdot 10^{24}$ |
| SK-RQRPA s | $2.83 \cdot 10^{24}$ | $5.6 \cdot 10^{23}$ | $6.3 \cdot 10^{23}$ | $2.81 \cdot 10^{23}$ | $7.8 \cdot 10^{23}$ | $9.8 \cdot 10^{23}$ | $5.63 \cdot 10^{24}$ |
| SK-RQRPA ℓ | $4 \cdot 10^{24}$ | $7.6 \cdot 10^{23}$ | $1.02 \cdot 10^{24}$ | $3.18 \cdot 10^{23}$ | $1.06 \cdot 10^{24}$ | $1.08 \cdot 10^{24}$ | $6.22 \cdot 10^{24}$ |
| QRPA AS1 | $2.91 \cdot 10^{24}$ | $7.68 \cdot 10^{23}$ | $6.04 \cdot 10^{23}$ | | $1.27 \cdot 10^{24}$ | $4.56 \cdot 10^{23}$ | $9.29 \cdot 10^{23}$ |
| QRPA AS2 | $1.96 \cdot 10^{24}$ | $8.06 \cdot 10^{23}$ | $3.64 \cdot 10^{23}$ | | $3.95 \cdot 10^{23}$ | $5.16 \cdot 10^{23}$ | $2.78 \cdot 10^{23}$ |
| QRPA AS3 | $5.0 \cdot 10^{24}$ | $1.76 \cdot 10^{24}$ | $7.64 \cdot 10^{23}$ | $5.51 \cdot 10^{23}$ | | $1.52 \cdot 10^{24}$ | $6.87 \cdot 10^{23}$ |
| QRPA (1) | $4.21 \cdot 10^{24}$ | $1.07 \cdot 10^{24}$ | | $4.42 \cdot 10^{23}$ | | | $1.02 \cdot 10^{25}$ |
| QRPA (2) | $2.33 \cdot 10^{24}$ | $6.03 \cdot 10^{23}$ | | $1.27 \cdot 10^{24}$ | | $4.89 \cdot 10^{23}$ | |
| QRPA (3) | $3.16 \cdot 10^{24}$ | $7.50 \cdot 10^{23}$ | | $5.84 \cdot 10^{23}$ | | $3.30 \cdot 10^{23}$ | |
| QRPA (4) | $3.56 \cdot 10^{24}$ | $1.49 \cdot 10^{24}$ | | $3.86 \cdot 10^{24}$ | | $8.65 \cdot 10^{23}$ | |

TAB. 3.62 – Valeurs des périodes T^0 en années (voir équation 3.36), correspondant à la sensibilité à atteindre pour obtenir une masse effective $\langle m_\nu \rangle$ de 1 eV. Les différentes publications sont séparées par une double ligne, les résultats de différents calculs à l'intérieur d'une même publication sont séparés par une ligne simple. On trouve, dans l'ordre, les références [154], [155], [165], [166], [167], [168], [171], [172], [169] et [170]. Pour obtenir une masse effective (en eV) à partir d'une sensibilité sur la période T (en années), depuis les valeurs de T^0 présentées dans cette table, il suffit alors de calculer la racine carrée du rapport T^0/T .

L'isotope ^{150}Nd est quant à lui un noyau déformé, difficilement calculable de ce fait et là encore, il y a peu de publications. Ce noyau peut néanmoins être traité comme un noyau sphérique, et c'est ce qui est fait en général dans les publications utilisées qui fournissent une valeur de son NME. On retiendra, en référence [155], quatre valeurs de T^0 variant entre 1.92×10^{23} années et 3.03×10^{23} années, ces deux valeurs extrêmes étant obtenues respectivement dans le cadre de l'approximation QRPA (avec $g_A = 1.25$) et dans le cadre de la RQRPA (avec $g_A = 1$), en fixant la valeur de g_{pp} par les mesures $\beta\beta 2\nu$. Notons qu'en référence [165], en RQRPA, pour $g_{pp} = 1$ (avec $g_A = 1.25$), la valeur de T^0 publiée pour le ^{150}Nd était 8.84×10^{22} années, qui était donc plus favorable.

Les valeurs de T^0 obtenues, en années, sont présentées directement dans le Tab. 3.62 pour les autres isotopes : ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{130}Te et ^{136}Xe .

3.8.7.3 Résultats des comparaisons

La Fig. 3.207 présente la comparaison sur les valeurs de T^0 obtenues dans un modèle donné pour les sept noyaux. Les quatre plots correspondent respectivement à la référence [154] pour le modèle en couches (Shell Model), à la référence [155], en QRPA avec $g_A = 1.25$, puis en RQRPA avec $g_A = 1$, les deux calculs étant effectués en imposant la valeur de g_{pp} sur le processus $\beta\beta 2\nu$ expérimental, et enfin à la référence [165], toujours en RQRPA, avec $g_A = 1.25$, mais cette fois en imposant $g_{pp} = 1$. Ici, les calculs les plus récents en QRPA et RQRPA [155] semblent favoriser le ^{82}Se , alors que les calculs précédents avec $g_{pp} = 1$ [155] donnaient l'élément de matrice nucléaire le plus favorable pour le ^{100}Mo . Enfin, les valeurs de NME obtenues dans le cadre du modèle en couches favorisent le noyau ^{130}Te . On peut noter que pour toutes les publications utilisées, le ^{76}Ge a des valeurs de période plus élevées à atteindre que les autres noyaux pour une masse effective donnée, du fait de son espace de phase moins favorable (avec $Q_{\beta\beta}({}^{76}\text{Ge}) \sim 2040$ keV). En ce qui concerne le ^{96}Zr et le ^{136}Xe , les résultats sont très variables, parfois très bons, parfois les plus mauvais, avec un intervalle de sensibilité sur la période très important.

On s'intéresse ensuite aux trois isotopes ^{76}Ge , ^{82}Se et ^{130}Te , comme représentés respectivement sur les trois plots de la Fig. 3.208, qui montrent la sensibilité sur $T_{1/2}^{0\nu}$ (en années) en fonction de la masse effective (en eV). L'intervalle obtenu sur la valeur de $T_{1/2}^{0\nu}$ avec les différents modèles pour un même noyau correspond aux valeurs minimales et maximales sur l'ensemble des mesures du tableau, même si tous les modèles ne sont pas représentés sur ces figures.

En ce qui concerne le ^{76}Ge , les meilleures sensibilités correspondent à la référence [167] (QRPA, ajustement β , avec $T^0 = 1.96 \times 10^{24}$ années) et les plus mauvaises à la référence [154] (Shell Model, avec $T^0 = 1.77 \times 10^{25}$ années). Pour le ^{82}Se comme pour le ^{130}Te , les meilleures sensibilités correspondent à la référence [166] (pour QRPA-*s*), avec respectivement $T^0 = 2.96 \times 10^{23}$ années pour le ^{82}Se et $T^0 = 2.63 \times 10^{23}$ années pour le ^{130}Te . En ce qui concerne les sensibilités les plus mauvaises pour ces deux noyaux, elles correspondent respectivement à la référence [154] (Shell Model), avec $T^0 = 2.40 \times 10^{24}$ années pour le ^{82}Se , et à la référence [155] (RFSV05 - RQRPA - $g_A = 1$, c'est-à-dire avec l'ajustement $\beta\beta 2\nu$), qui correspond à $T^0 = 2.87 \times 10^{24}$ années pour le ^{130}Te .

- Sur la figure pour le germanium ^{76}Ge , j'ai représenté aussi la droite correspondant à $T_{1/2}^{0\nu} = 1.2 \times 10^{25}$ années, c'est-à-dire le meilleur ajustement du *Klapdor's claim*, correspondant à un intervalle $\langle m_\nu \rangle = 0.396 - 1.207$ eV, et celle pour $T_{1/2}^{0\nu} = 1.57 \times 10^{25}$ et 1.9×10^{25} années, c'est-à-dire la meilleure sensibilité obtenue respectivement par les expériences IGEX et HM en termes de limite sur la période, qui donnent les limites associées sur la masse effective $\langle m_\nu \rangle = 0.344 - 1.053$ eV et $\langle m_\nu \rangle = 0.316 - 0.967$ eV. Les sensibilités attendues pour GERDA en phases I, II et III sont aussi représentées. Elles valent respectivement $T_{1/2}^{0\nu} = 3 \times 10^{25}$, 2×10^{26} , et 3×10^{27} années, et correspondent à des sensibilités sur la masse effective dans les intervalles respectifs $\langle m_\nu \rangle = 247 - 774$, $96 - 293$ et $25 - 77$ meV. La valeur pour l'expérience MAJORANA n'est pas représentée sur cette figure : à une limite sur la période valant $T_{1/2}^{0\nu} = 4.3 \times 10^{27}$ années correspond un intervalle en masse effective $\langle m_\nu \rangle = 22 - 67$ eV.

- En ce qui concerne le ^{82}Se , je n'ai pu représenter sur la figure la sensibilité attendue en 5 ans avec NEMO 3, qui correspond à une limite sur la période $T_{1/2}^{0\nu} = 8 \times 10^{23}$ années, soit un intervalle sur la masse effective $\langle m_\nu \rangle = 0.61 - 1.72$ eV. Par contre, j'ai représenté les sensibilités attendues pour SuperNEMO, d'une part si l'expérience conserve la même résolution qu'avec le détecteur NEMO 3, avec $T_{1/2}^{0\nu} = 10^{26}$ années et $\langle m_\nu \rangle = 54 - 155$ meV, et d'autre part si elle améliore cette résolution. On attend dans ce cas $T_{1/2}^{0\nu} = 2.2 \times 10^{26}$, avec un intervalle sur la masse

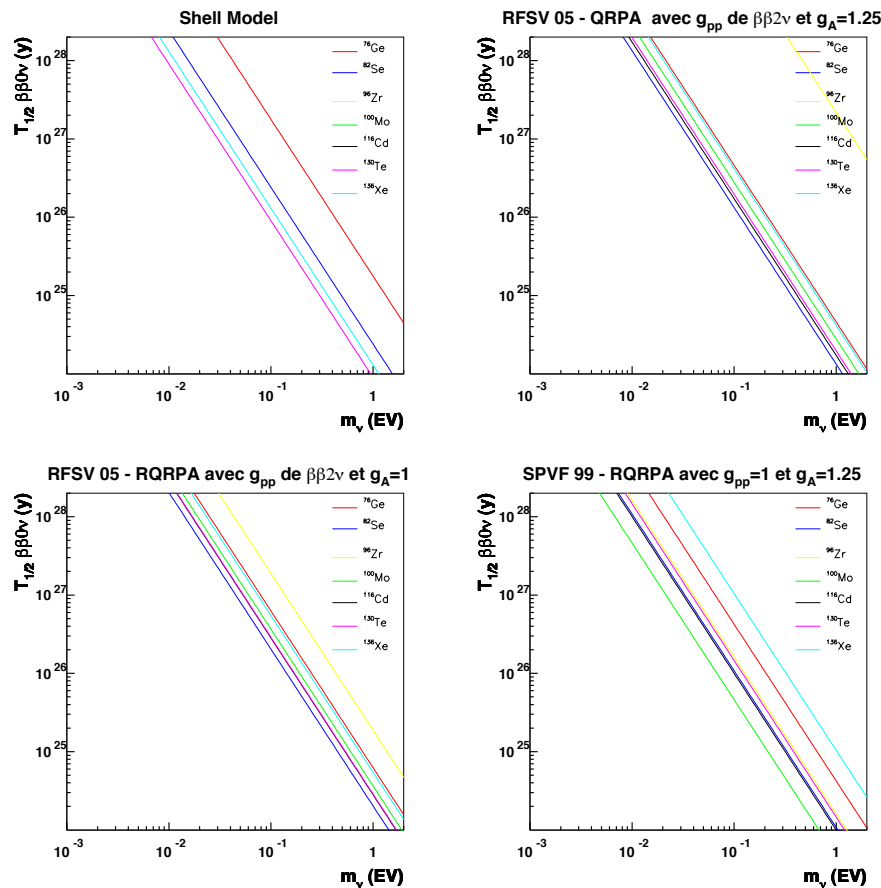


FIG. 3.207 – Sensibilité sur la période en fonction de la masse effective du neutrino pour l'ensemble des noyaux dont les NME ont été données dans une même publication. La figure en haut à gauche correspond à l'utilisation des valeurs de NME obtenues dans le cadre du modèle en couches [154]. Le modèle en couches favorise le ^{130}Te , mais seuls quatre des sept noyaux sont calculés. Le second choix s'est porté sur [155], avec pour la figure en haut à droite leurs calculs en QRPA avec $g_A = 1.25$ et sur la figure en bas à gauche leurs calculs en RQRPA avec $g_A = 1$. Pour ces auteurs la meilleure sensibilité est attendue pour le ^{82}Se . Dans tous les cas, le ^{76}Ge (et surtout le ^{96}Zr , même s'il n'est pas calculé dans le cadre du SM) a des valeurs de période plus élevées à atteindre que les autres noyaux pour une masse effective donnée. Sur la figure en bas à droite, je donne pour comparaison avec la figure en bas à gauche les sensibilités calculées d'après la référence [165], qui a plusieurs auteurs communs avec la référence [155] (les deux correspondent à des calculs de RQRPA, mais la méthode utilisée pour fixer la valeur de g_{pp} est différente). Les calculs récents favorisent le ^{82}Se alors que précédemment, l'isotope le plus favorable était le ^{100}Mo .

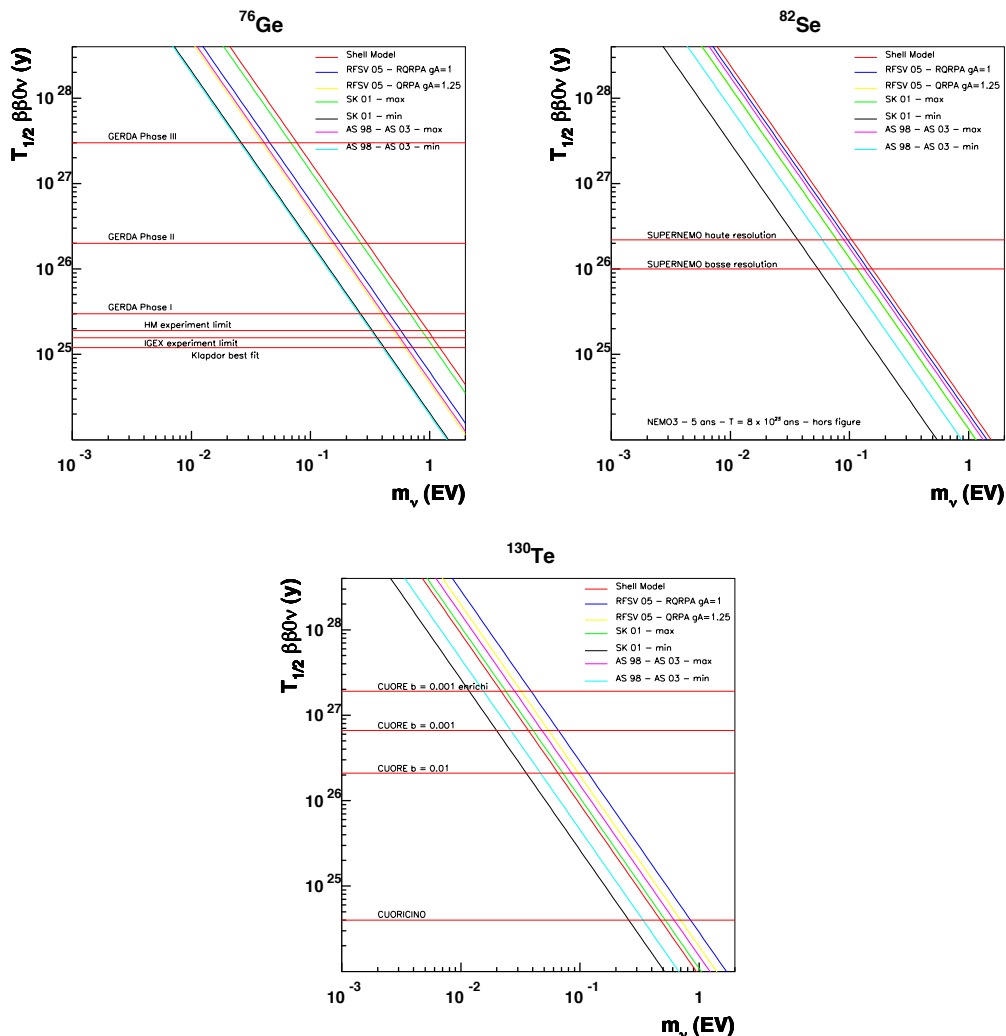


FIG. 3.208 – Sensibilité sur la période en fonction de la masse effective du neutrino donnée par les différents calculs de NME pour le ^{76}Ge , le ^{82}Se et le ^{130}Te , avec indiquées respectivement les périodes correspondants aux sensibilités mesurées ou attendues pour différentes expériences (voir texte).

effective $\langle m_\nu \rangle = 36 - 105$ meV.

- Enfin, en ce qui concerne le ^{130}Te , sont reproduites en premier lieu la sensibilité attendue pour CUORICINO en 5 ans de prise de données, soit $T_{1/2}^{0\nu} = 4 \times 10^{24}$ années et $\langle m_\nu \rangle = 0.256 - 0.844$ eV, puis les sensibilités respectives attendues pour CUORE suivant que le bruit de fond vaille 0.01 ou 0.001 coups.keV $^{-1}$.kg $^{-1}$.an $^{-1}$. On aurait alors respectivement $T_{1/2}^{0\nu} = 2.1 \times 10^{26}$ et 6.6×10^{26} années, avec des masses effectives associées dans les intervalles $\langle m_\nu \rangle = 36 - 117$ et $20 - 65$ meV. Enfin, avec l'option cristaux enrichis, la sensibilité attendue est $T_{1/2}^{0\nu} = 1.9 \times 10^{27}$ années, qui correspond à $\langle m_\nu \rangle = 12 - 39$ meV.

Et finalement sont reportées en Fig. 3.209 les mêmes courbes donnant la période en fonction de la masse effective pour les différents auteurs choisis, pour les isotopes de ^{76}Ge , ^{82}Se et ^{130}Te ,

avec pour chacune d'elles l'indication d'une masse effective de 50 meV. Cette figure a principalement pour but de montrer que tant qu'on ne connaîtra pas plus précisément la méthode de calcul réellement adaptée pour déterminer les NME pour les processus $\beta\beta 0\nu$, on ne peut que repousser les limites expérimentales avec nos détecteurs, pour atteindre une sensibilité toujours meilleure sur la période. Mais à l'heure actuelle, aucune expérience ne peut garantir atteindre une masse effective donnée. En ce sens, trouver dans les publications en physique des neutrinos, tant expérimentales que théoriques, des arguments pour apprécier les qualités d'une expérience à l'aune de la masse effective qu'elle se propose de mesurer, me paraît quelque peu fallacieux. Ainsi, si l'on s'en tient à la demande admise à l'heure actuelle dans la communauté, qui consiste à dire que les expériences de future génération devraient atteindre au moins 50 meV de sensibilité sur $\langle m_\nu \rangle$ pour être compétitives et commencer à tester la hiérarchie inverse de masse, la Fig. 3.209 est là pour montrer que la sensibilité à atteindre sur la période pour une telle mesure varie de près d'un ordre de grandeur suivant l'auteur choisi. De ce fait, en supposant que la masse effective à mesurer soit bien 50 meV, et si on croit à toutes ces valeurs publiées d'éléments de matrice nucléaires (ce qui laisse sceptique naturellement, même si il est encore difficile à l'heure actuelle d'en choisir une plutôt qu'une autre), l'intervalle possible sur la période à atteindre est :

- $T_{1/2}^{0\nu}$ entre 7.84×10^{26} et 5.60×10^{27} années pour le ^{76}Ge , c'est-à-dire que dans le pire des cas, avec la valeur maximale à atteindre, cette sensibilité pourrait être obtenue avec GERDA phase III ($T_{1/2}^{0\nu} > 3 \times 10^{27}$ ans) avec un bruit de fond de 10^{-3} coups.keV $^{-1}$.kg $^{-1}$.an $^{-1}$, à condition d'avoir plus de 1000 kg.an. La valeur minimale, correspondant à l'élément de matrice le plus favorable, devrait elle aussi être obtenue avec la phase III de Gerda, mais plus rapidement. Les conclusions sont les mêmes pour le projet MAJORANA, avec sa sensibilité attendue de $T_{1/2}^{0\nu} > 4.3 \times 10^{27}$ ans.

- $T_{1/2}^{0\nu}$ entre 1.18×10^{26} et 9.6×10^{26} années pour le ^{82}Se , c'est-à-dire qu'on est très loin d'avoir la sensibilité pour la valeur maximale à atteindre dans le pire des cas. Par contre, la valeur minimale de la période pourrait être atteinte dans les deux configurations de SuperNEMO, donc même en gardant une résolution en énergie égale à celle de NEMO3 (avec un bruit de fond de 2.4×10^{-2} coups.kg $^{-1}$.an $^{-1}$ dans la fenêtre en énergie), s'il n'était pas possible d'obtenir les performances fixées par les objectifs sur la résolution (avec un bruit de fond de 6×10^{-3} coups.kg $^{-1}$.an $^{-1}$ dans la fenêtre en énergie) : il suffirait en fait alors de prendre des données pendant un peu plus de 5 ans, si la sensibilité sur la période de SuperNEMO valait seulement $T_{1/2}^{0\nu} > 1 \times 10^{26}$ ans.

- $T_{1/2}^{0\nu}$ entre 1.05×10^{26} et 1.44×10^{27} années pour le ^{130}Te . En ce qui concerne la valeur maximale, elle pourrait être atteinte si l'expérience CUORE est dans sa phase avec très peu de bruit de fond (10^{-3} coups.keV $^{-1}$.kg $^{-1}$.an $^{-1}$, donnant $T_{1/2}^{0\nu} > 6.6 \times 10^{26}$ ans), ou encore avec une valeur d'exposition plus grande que les 1015 kg.an prévus, soit enfin en utilisant des cristaux enrichis (avec $T_{1/2}^{0\nu} > 1.9 \times 10^{27}$ ans). La valeur minimale pourrait quant à elle être atteinte en moins de 5 ans, même si le bruit de fond n'est pas amélioré.

En tenant compte de cet intervalle de sensibilité sur la période liée aux différentes valeurs des éléments de matrice nucléaire, GERDA/MAJORANA et CUORE devraient voir un signal à 50 meV comme souhaité, quoi qu'il arrive mais pas forcément dans le temps annoncé... Ce n'est pas le cas pour SuperNEMO, qui ne pourra atteindre ses objectifs si l'élément de matrice nucléaire associé au processus $\beta\beta 0\nu$ est effectivement le moins favorable parmi ceux utilisés. Néanmoins, la sensibilité annoncée pour ce détecteur est encore préliminaire, et cette étude devra être renouvelée à la fin de la phase de R&D, sauf si d'ici là nous obtenons des arguments convaincants pour le choix d'un élément de matrice nucléaire plutôt qu'un autre.

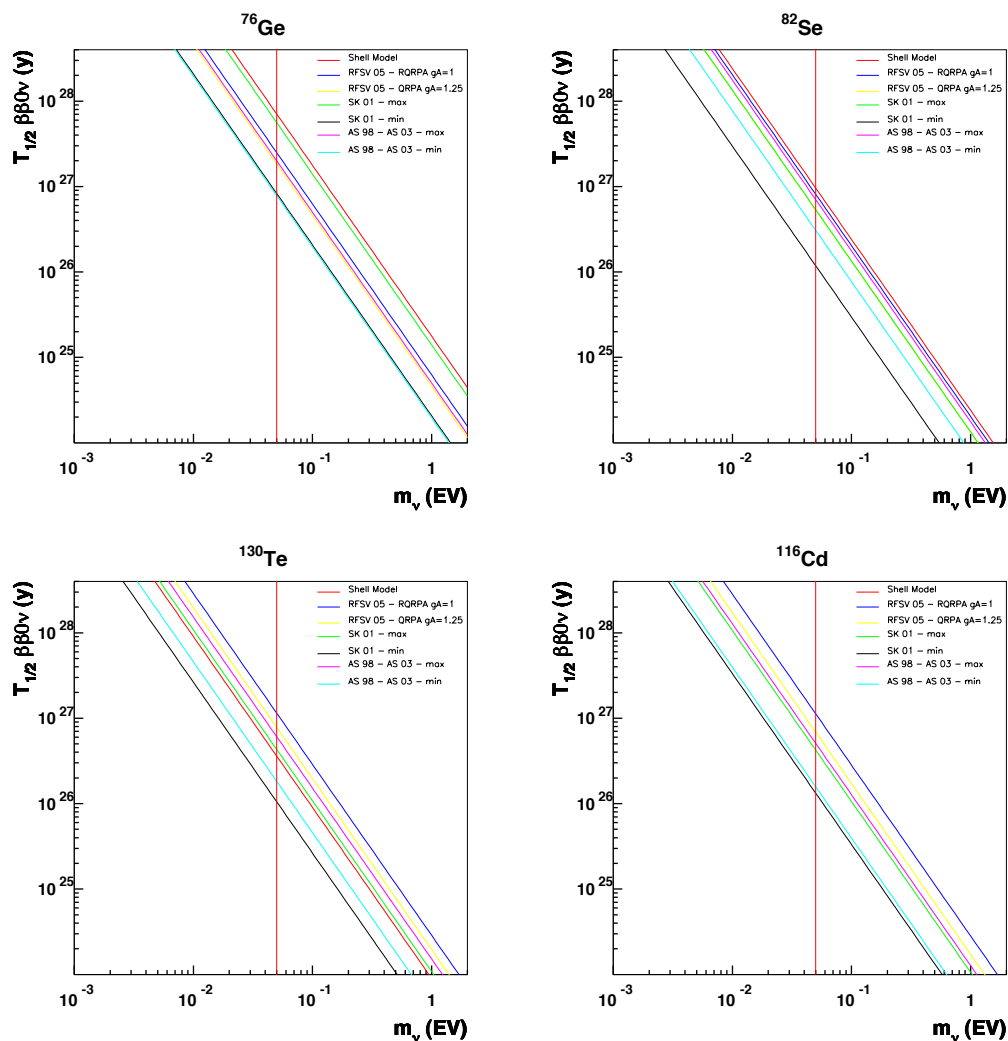


FIG. 3.209 – Sensibilité sur la période en fonction de la masse effective du neutrino pour respectivement le ^{76}Ge , le ^{82}Se , le ^{130}Te et le ^{116}Cd (voir texte). La ligne verticale en rouge correspond à la mesure d'une masse effective de neutrino de 50 meV.

La figure pour le cadmium ^{116}Cd est ajoutée ici pour comparaison avec celle du ^{130}Te , en vue d'une possible utilisation en bolomètre. L'intervalle de sensibilité à obtenir sur la période pour mesurer une masse effective de 50 meV est $T_{1/2}^{0\nu}$ variant entre 1.33×10^{26} et 1.13×10^{27} années. On voit qu'il y a compensation entre élément de matrice nucléaire et espace de phase pour ^{116}Cd et ^{130}Te , qui ont de ce fait des intervalles en masse effective très proches pour une même sensibilité sur la période.

| Nom | Noyau | Masse en kg | Type | FWHM à $Q_{\beta\beta}$ (keV) | Bdf en coups/ FWHM.kg.an | $T_{1/2}^{0\nu}$ limite en années | $\langle m_\nu \rangle$ en meV |
|--|-------------------|-------------------|------|--|-----------------------------------|--|--------------------------------------|
| Expériences terminées | | | | | | | |
| Gotthard | ^{136}Xe | 3.3 | GXe | 165 | ~ 4 | 4.4×10^{23} | 795 - 4862 |
| HM | ^{76}Ge | 9.46 | Ge | 3.3 | 0.2 | 1.9×10^{25} | 316 - 967 |
| IGEX | ^{76}Ge | 5.16 | Ge | 4 | 0.8 | 1.57×10^{25} | 344 - 1053 |
| Expériences actuelles | | | | | | | |
| NEMO 3 | ^{82}Se | 0.932 | TC | 360 | ~ 0.3 | $8. \times 10^{23}$ | 610- 1720 |
| CUORICINO | ^{130}Te | 11.1 | B | 7-9 | 1.4 | $4. \times 10^{24}$ | 256 - 844 |
| Projets pour les 10 prochaines années | | | | | | | |
| EXO | ^{136}Xe | 160 | LXe | 50 | 0.95 | 3.3×10^{25} | 92 - 561 |
| GERDA phase I | ^{76}Ge | 15 | Ge | 4 | 0.04 | $3. \times 10^{25}$ | 247 - 774 |
| GERDA Phase II | ^{76}Ge | 35 | Ge | 4 | 0.004 | $2. \times 10^{26}$ | 96 - 293 |
| GERDA Phase III | ^{76}Ge | 100 | Ge | 4 | 0.004 | $3. \times 10^{27}$ | 25 - 77 |
| MAJORANA | ^{76}Ge | 430 | Ge | 4 | 0.003 | 4.3×10^{27} | 21 - 64 |
| SuperNEMO | ^{82}Se | 100 | TC | 360 | 0.024 | $1. \times 10^{26}$ | 54 - 155 |
| | | | | 210 | 0.006 | 2.2×10^{26} | 36 - 105 |
| CUORE | ^{130}Te | 203 | B | 5 | 0.05 | 2.1×10^{26} | 36 - 117 |
| | | | | 5 | 0.005 | 6.6×10^{26} | 20 - 65 |

TAB. 3.63 – Résumé pour les expériences $\beta\beta$ terminées avec du ^{136}Xe (expérience Caltech-Neuchâtel, dite du Gotthard [129]) et du ^{76}Ge (Heidelberg-Moscou [116] et IGEX [117]), ainsi que pour les expériences en cours de prise de données avec du ^{82}Se (NEMO 3) et du ^{130}Te (CUORICINO). La table inclut également les projets futurs les plus réalistes pour les 10 prochaines années, avec ces quatre isotopes. Les types d’expériences sont respectivement tracko-calorimètre (TC), bolomètres (B), diodes germanium (Ge) et TPC gazeuse (GXe) ou liquide (LXe). Les valeurs de résolution en énergie FWHM (en keV), de bruit de fond (en coups.keV $^{-1}$.kg $^{-1}$.an $^{-1}$) et de sensibilité sur la période sont celles publiées par les expériences, et sont rappelées dans les différents paragraphes associés de ce rapport. Par contre, les valeurs de la masse effective ont été recalculées en utilisant l’intervalle fourni par les éléments de matrice que j’ai choisis en Section 3.8.7.1.

3.8.7.4 Résumé pour les principales expériences

Le Tab. 3.63 récapitule les informations sur les sensibilités en période et en masse effective pour les expériences les plus réalistes : EXO pour le ^{136}Xe , GERDA/MAJORANA pour le ^{76}Ge , CUORE pour le ^{130}Te et SuperNEMO pour le ^{82}Se .

Afin de montrer les objectifs à atteindre, j’ai aussi rappelé dans cette table l’état de nos connaissances sur ces quatre isotopes, en indiquant les performances des expériences passées (Gotthard pour le ^{136}Xe , Heidelberg-Moscou et IGEX pour le ^{76}Ge , qui ont donné les meilleures limites) ou en cours de prise de données (CUORICINO pour le ^{130}Te et NEMO 3 pour le ^{82}Se), toutes ces expériences ayant plus ou moins servi de “prototypes” pour les futurs projets.

3.9 Conclusion

La désintégration double bêta sans émission de neutrino est le processus le plus sensible pour la recherche de la violation du nombre leptonique. Sa découverte permettrait de déterminer la nature du neutrino, particule de Majorana, et de connaître la hiérarchie des états propres de masse des neutrinos. L'ensemble de la prospective couverte dans ce rapport ne concerne que les processus de double désintégration bêta sans neutrinos se produisant par l'échange d'un neutrino de Majorana massif léger. Néanmoins, la recherche du processus $\beta\beta 0\nu$ doit aussi permettre de tester l'existence de courants droits, l'existence du Majoron et aussi de tester certains paramètres des théories supersymétriques.

La génération actuelle d'expériences, NEMO 3 et CUORICINO, qui utilise des sources émettrices $\beta\beta$ de l'ordre de 10 kg, devrait permettre en 2007 d'atteindre une sensibilité entre 0.2 et 0.4 eV sur la masse effective du neutrino. Elle devrait être rejointe d'ici 2007 par l'expérience GERDA en phase I, à base de ^{76}Ge , qui sera à même d'infirmer ou de confirmer le *Klapdor's claim*, sans la contrainte de calcul des éléments de matrice nucléaire.

Sur la base des enseignements acquis avec NEMO 3, la collaboration NEMO, rejointe par de nouveaux groupes anglais, japonais et américains, propose de construire un détecteur de type "tracko-calor", SuperNEMO, pouvant atteindre une sensibilité de 50 meV dans les dix prochaines années. Pour atteindre cet objectif, il sera nécessaire d'utiliser au moins 100 kg de ^{82}Se . La production de cet isotope peut se faire en Russie mais une autre possibilité pourrait être de développer un système de type "Ion Cyclotron Resonance" qui permettrait d'enrichir en un temps plus court et pour un coût moins élevé les émetteurs double bêta choisis par les différents projets, comme ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{100}Mo , ^{116}Cd et ^{130}Te (hors calcium et néodyme, qui nécessitent une autre technique).

Ce détecteur devrait reprendre les mêmes principes de détection que NEMO 3, en les améliorant avec une phase de R&D de 3 ans, portant notamment sur la résolution en énergie du calorimètre, la diminution de l'épaisseur des feuilles sources, l'amélioration de la transparence du volume du détecteur de traces et la purification chimique des sources. L'objectif ultime de la R&D est de pouvoir concevoir un détecteur ayant une sensibilité sur la période d'au moins 2×10^{26} années pour une sensibilité moyenne de 50 meV sur la masse effective du neutrino.

Aujourd'hui, on peut lire de plus en plus de publications, et notamment théoriques, insistant sur l'importance des expériences de double désintégration bêta de la prochaine génération pour le futur de la physique du neutrino. Il semble bien admis à présent qu'une compréhension complète de la matrice de masse des neutrinos dépend des trois types de données : celles provenant des expériences d'oscillations de neutrinos, celles provenant des mesures directes par la désintégration bêta du tritium, et enfin celles issues des études des processus $\beta\beta 0\nu$ de différents isotopes. Chacun de ces trois types d'expériences doit apporter sa propre pierre à l'édifice, et chacun est utile pour avoir une image complète de la physique du neutrino. La communauté internationale "neutrino" devra donc financer des expériences dans chacune de ces trois catégories d'expériences (oscillations, β et $\beta\beta$). Je n'oublierai pas ici de mentionner les expériences de type cosmologique, comme Planck, qui bien que n'étant pas directement des expériences de physique du neutrino, fourniront néanmoins des limites supérieures très intéressantes sur la somme des trois valeurs propres de masses.

En ce qui concerne les très nombreuses propositions d'expériences pour l'étude des processus de double désintégration bêta, et même si l'on s'en tient aux processus réalistes pour les dix ans à venir, on peut retenir : GERDA et MAJORANA et leurs diodes Germanium pour l'étude du

^{76}Ge , les bolomètres de CUORICINO et CUORE pour l'étude du ^{130}Te , la TPC (liquide ou gazeuse) d'EXO pour la mesure du ^{136}Xe et enfin le "tracko-calorimètre" de NEMO, puis de SuperNEMO avec des feuilles minces de ^{82}Se . Il me semble qu'en Europe, nous devrions pouvoir financer au moins deux types d'expériences, soit sans doute quatre au niveau mondial. De plus, il semblerait logique d'avoir au moins un détecteur de chaque type (diodes Ge, bolomètres, "tracko-calorimètre" et TPC), et d'étudier des noyaux différents dans un premier temps, tant qu'un consensus n'aura pas vu le jour sur les valeurs des éléments de matrice nucléaires.

Les diodes Ge et les bolomètres ont déjà une excellente résolution en énergie, les collaborations doivent donc travailler sur la réduction des fonds, qui est plutôt le point fort des expériences "tracko-calorimètre", puisque ces dernières peuvent identifier, mesurer et soustraire les bruits de fond. Pour atteindre la sensibilité requise pour la mesure d'une masse effective de neutrino de 50 meV, une expérience comme SuperNEMO doit donc améliorer très nettement la résolution en énergie afin de réduire le fond ultime dû au processus permis, et c'est l'enjeu majeur des trois années de R&D approuvées par le CS de l'IN2P3 en mars dernier. Quant à l'expérience EXO, si elle en revient à sa proposition initiale avec une TPC gazeuse qui lui donnera une bonne résolution en énergie, avec l'identification par fluorescence laser de l'ion baryum, et si elle ajoute un calorimètre externe pour identifier et rejeter les photons du fond externe (ce qui n'est pas prévu pour l'instant), il ne lui restera comme bruit de fond que les événements du processus permis, et elle pourrait alors créer la surprise. Attendons néanmoins les résultats du prototype LXe, qui pourrait aussi apporter des résultats intéressants.

J'aimerais ajouter qu'il sera difficile pour un détecteur "tracko-calorimètre" de type SuperNEMO d'atteindre la résolution en énergie suffisante pour mesurer de l'ordre de 200 kg d'isotopes sans être noyé dans le bruit de fond (indépendamment de tous les problèmes liés à la très grande taille des détecteurs), et l'utilisation d'une TPC gazeuse sera peut être le seul moyen de garder un détecteur contenant à la fois une partie calorimètre et une partie détecteur de traces si cela devenait nécessaire. En effet, un détecteur de type "tracko-calorimètre" restera toujours utile du fait de sa capacité d'identification des événements tant de bruit de fond qu'à deux électrons, voire même nécessaire pour confirmer un signal observé par des calorimètres et s'assurer qu'il s'agit bien de l'émission de deux électrons en provenance d'un même vertex.

En ce qui concerne les bolomètres, les essais actuels menés par la collaboration CUORE sur la faisabilité d'un tel détecteur à base de néodyme ne donnent jusqu'à présent pas les résultats escomptés. Même si de nouveaux essais doivent être tentés avec du ^{150}Nd enrichi, il n'en reste pas moins que la possibilité d'enrichir plusieurs centaines de kilogrammes de ^{150}Nd n'est pas à l'ordre du jour et que les calculs des éléments de matrice nucléaires ne sont pas encore au point du fait de la déformation de ce noyau. Au contraire, l'utilisation d'un isotope comme le ^{116}Cd (ou même le ^{100}Mo , mais de façon moins favorable) me semble finalement plus prometteuse (voir Section 3.8.3.4). En effet, allier l'excellente résolution en énergie et une reconnaissance de la forme du signal grâce à une double mesure chaleur/scintillation, à des valeurs de $Q_{\beta\beta}$ élevées donc à un grand espace de phase et un bruit de fond externe réduit, pourrait être une des solutions pour le futur. Il serait très intéressant que dans le cadre d'ILIAS, des essais puissent aussi être effectués sur des cristaux réalisés à base d'isotopes enrichis.

Chapitre 4

Conclusion générale

Pour un maître de conférences, l'habilitation à diriger des recherches est un passage quasi-obligatoire dans le système français, tant pour obtenir des responsabilités intéressantes dans le cadre de ses enseignements ou une qualification aux fonctions de professeur des universités, que pour diriger « officiellement » une thèse de doctorat.

Pour ma part, je songe depuis longtemps à cette HDR. Au final, ce mémoire ne ressemble pas complètement à mon choix initial, dont le contenu devait être « de NEMO 1 à NEMO 3 ». En effet, les années passant, les choix évoluent tout comme les performances des expériences. D'autre part, j'ai décidé de me concentrer au préalable sur l'écriture du papier NIM de l'expérience NEMO 3, publié en janvier 2005 (NIM A536 (2005) 79). Enfin, une des raisons principales qui m'ont fait tarder à écrire ce mémoire d'HDR est que je souhaitais que son contenu ait une utilité. Aussi, lorsque j'ai proposé aux membres de la collaboration NEMO d'écrire pour eux le « technical report » de l'expérience NEMO 3, ma motivation était que cette publication soit aussi le coeur de mon mémoire d'HDR.

Au final, le chapitre 3 de ce mémoire, correspondant au technical report de NEMO 3, résume l'ensemble de nos connaissances sur la construction et les performances du détecteur. J'ai choisi d'ajouter à ce chapitre le problème du bruit de fond dû au radon, les premières analyses des données de NEMO 3 ayant montré la présence de radon dans le gaz du détecteur de traces, bruit de fond dominant dans la fenêtre en énergie du processus $\beta\beta 0\nu$. Pour résoudre ce problème, la collaboration a construit deux détecteurs de radon pour les mesures, puis une tente entourant le détecteur NEMO 3 afin d'y envoyer un air purifié en radon, cet air étant produit par une usine de traitement de l'air à base de charbon actif, construite par la collaboration et installée au LSM en octobre 2004. Ce système a finalement permis une réduction de près d'un facteur 10 de l'activité en radon dans le détecteur. Néanmoins, il a fallu attendre début 2005 pour observer la diminution attendue de l'activité en radon dans le détecteur et donc pouvoir enfin la présenter dans ce mémoire.

Après une introduction à l'HDR présentée au premier chapitre de ce mémoire, j'ai essayé de résumer dans le chapitre 2 l'état de nos connaissances en physique du neutrino, et de montrer l'intérêt des différents types de projets en physique du neutrino (oscillations, mesures directes, cosmologie et double désintégration bêta) et l'importance de leur complémentarité pour notre connaissance des neutrinos. J'ai conclu ce chapitre en rappelant les principaux défis dans ce domaine à l'échelle d'une décennie avec notamment, grâce à la mise en évidence d'un signal de double désintégration bêta interdite, la détermination de la nature du neutrino, la détermination

de l'échelle absolue en masse, et éventuellement, si la masse effective n'est pas trop faible, la possibilité d'établir la violation de CP dans le secteur de Majorana.

Comme je l'ai déjà expliqué, le chapitre 3 correspond au technical report de NEMO 3, avec une description complète des choix techniques et des performances du détecteur. En conclusion de ce chapitre, j'ai présenté les avantages et les limitations de NEMO 3, qui permettent d'envisager une extension supplémentaire vers un futur projet, après une importante phase de R&D naturellement.

J'ai présenté au chapitre 4 une prospective à dix ans sur les projets expérimentaux en physique de la double désintégration bêta. Après avoir rappelé les propriétés des deux expériences actuelles, CUORICINO et NEMO 3, en cours de prise de données, je me suis intéressée aux futurs projets. J'ai détaillé principalement les projets EXO, CUORE, GERDA et SuperNEMO, mais j'ai aussi donné quelques informations sur d'autres propositions d'expériences. J'ai délibérément choisi de ne pas parler de certains projets qui me paraissaient soit définitivement utopiques, soit non réalisables dans les dix (voire vingt) prochaines années. J'ai basé l'ensemble de ce chapitre 4 sur l'étude des processus $\beta\beta 0\nu$ se produisant par échange d'un neutrino de Majorana massif léger. Il faut noter que ce choix favorise les expériences de type calorimétrique, qui ont à la fois une excellente résolution en énergie et une très bonne efficacité au processus $\beta\beta 0\nu$, au détriment des expériences de type « tracko-calo ». J'aurais pu choisir de comparer les différentes expériences en discutant, par exemple, de leur possibilité de mesure de la distribution angulaire dans le cas d'un processus $\beta\beta 0\nu$ par échange de courants droits entre les états fondamentaux du noyau père et du noyau fils. Il me semblait cependant que dans ce cas, cela revenait à faire l'apologie des expériences de type « tracko-calo », qui sont les seules à pouvoir mesurer cette distribution angulaire. Aussi, même si je suis membre d'une collaboration qui propose un projet de détecteur de ce type, il me semblait plus honnête de comparer les expériences sur l'observable physique qu'elles sont toutes capables de mesurer, c'est-à-dire la période (ou la limite sur la période) du processus $\beta\beta 0\nu$ correspondant à la mesure de la masse effective du neutrino.

J'ai terminé ce chapitre 4 par une comparaison de certains de ces projets en terme de mesure de la masse effective du neutrino. Il faut pour cela faire intervenir l'élément de matrice nucléaire (NME) associé au processus $\beta\beta 0\nu$, dont la valeur est dépendante du noyau, mais aussi de la méthode de calcul utilisée. J'ai ainsi choisi une dizaine de publications théoriques donnant les valeurs des NME, et j'ai produit un tableau donnant la valeur de T^0 pour chacune de ces publications et pour chacun des noyaux étudiés, avec $T_{1/2}^{0\nu} = T^0 / \langle m_\nu \rangle^2$. Les résultats associés sont présentés sous forme de figures comparatives, et notamment pour les noyaux étudiés par les trois projets que j'ai choisis (^{76}Ge pour GERDA/Majorana, ^{82}Se pour SuperNEMO et ^{130}Te pour CUORE). Cette étude avait pour but principal de montrer qu'à l'heure actuelle, en utilisant les différentes valeurs de NME publiées et même si de grands progrès théoriques ont été réalisés ces dernières années, les masses effectives calculées pour une même valeur de la période et pour un noyau donné diffèrent encore de près d'un ordre de grandeur. On pourra me rétorquer que ceci est un fait qui semble bien établi pour la communauté (même si certains persistent à choisir les éléments de matrice nucléaires qui leur sont le plus favorables). Mais ce qui semble moins évident et qu'il m'a paru intéressant de montrer, c'est que cet effet est aussi valable dans l'autre sens. La communauté de physique du neutrino, tant théorique qu'expérimentale, souligne que les expériences $\beta\beta$ de la prochaine génération devraient mesurer une masse effective d'au plus 50 meV, comme on l'entend ou le lit souvent en ce moment, afin de quitter la région correspondant à la hiérarchie « quasi-dégénérée » pour les trois valeurs propres de masses des neutrinos, et de commencer à tester la hiérarchie inverse. J'ai voulu montrer que là aussi, pour une masse effective choisie (50 meV par

exemple), la période $\beta\beta 0\nu$ à mesurer varie de près d'un ordre de grandeur pour le ^{76}Ge , et de plus d'un ordre de grandeur pour le ^{82}Se et le ^{130}Te , suivant la valeur du NME choisie. Aussi, tant qu'il n'existera pas une méthode de calcul fiable des NME (ou même, d'après moi, tant qu'on n'aura pas effectivement mesuré un signal de double désintégration bêta sur plusieurs noyaux afin de réellement déterminer la méthode de calcul correcte), les choix expérimentaux devront finalement toujours se baser sur la capacité des expériences à mesurer la période du processus $\beta\beta$ la plus élevée possible, en améliorant toujours davantage les performances des détecteurs.

C'est pendant que je l'écrivais que ce chapitre 4, qui ne devait être au départ qu'une description des différents projets à dix ans, est devenu mon opinion d'expérimentatrice sur les futurs projets et la manière de les comparer. Il me semble en effet que la masse effective du neutrino, qui fait le lien avec les résultats des expériences d'oscillation, est une quantité extrêmement importante, que nous ne sommes malheureusement pas en mesure actuellement de donner de façon précise, même lorsque tous les efforts expérimentaux ont été réalisés pour mesurer (ou donner une limite sur) la période du signal $\beta\beta 0\nu$, et c'est tout l'intérêt d'avoir dans le futur différentes expériences pour mesurer plusieurs isotopes. C'est aussi la raison pour laquelle j'ai finalement choisi de m'intéresser principalement aux éléments de matrice nucléaire pour comparer les expériences. Je compte réaliser une note pour les membres de la collaboration NEMO, en anglais, afin de proposer ce choix d'intervalles de masse effective pour nos futures publications (même si ce n'est pas le plus favorable!). Ce chapitre du mémoire pourrait ainsi répondre lui aussi à mon critère « d'utilité »...

Je terminerai ce mémoire par cette phrase : il me semble qu'en ce début de 21ème siècle, la communauté de physique du neutrino (tout comme l'ensemble de la communauté de physique nucléaire et de physique des particules), devrait à présent être convaincue de l'intérêt de mettre en évidence un signal de double désintégration bêta interdite, afin de prouver la nature Majorana du neutrino, d'utiliser ces résultats en association avec ceux des expériences d'oscillation et de mesure directe pour déterminer l'échelle absolue en masse des neutrinos, et enfin de confirmer l'existence d'une physique au-delà du Modèle Standard, de par la violation de deux unités du nombre leptonique.

Bibliographie

- [1] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579
A. Salam and J. C. Ward, *Phys. Lett.* **13** (1964) 168
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967)
- [2] S. Eidelman et al., *Phys. Lett.* **B592** (2004) 1
- [3] R. Mohapatra and P.B. Pal, *Massive neutrinos in physics and astrophysics*, World Scientific Lecture Notes in Physics - Vol. 60, second edition (1997)
- [4] P. W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508
- [5] L. H. Ryder, *Quantum Fields Theory*, ed. Cambridge Univ. Press. (1996)
- [6] E. Majorana, *Nuov. Cim.* **5** (1937) 171
- [7] J.E. Campagne, **thèse d'habilitation, LAL 95-23** (1995)
- [8] M. Doi, T. Kotani and E. Takasugi, *Phys. Rev. D* **37** (1988) 2575
- [9] M. Gell-Mann, P. Ramond and R. Slansky, **CALT-68-709** (1979) (retroprint hep-ph/9809459), and in *Supergravity*, ed. P. van Nieuwenhuizen and D.Z. Freedman, North-Holland, Amsterdam, 1979
T. Yanagida, in *Proceedings of the Workshop on unified theory and baryon number in the universe*, ed. O. Sawada and A. Sugamoto, Tsukuba, Japan, 1979
- [10] S.L. Glashow, in *Quarks and Leptons*, Cargese (1979), eds M. Lévy et al., Plenum, New York, 1980.
R. Mohapatra and G. Senjanovic, *Phys. Rev. Lett.* **44** (1980) 912.
J. Schechter and J.W.F. Valle, *Phys. Rev.* **D22** (1980) 2227
- [11] A. Ferrari, PhD Thesis, **ISN 99.31** (1999)
- [12] M. Fukugita and T. Yanagida, *Phys. Lett.* **B174** (1986) 45
- [13] W. Bernreuther, *Lect. Notes Phys.* **591** (2002) 237
- [14] A. Bettini, *XIII International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions*, Pylos (Greece), **hep-ph/02122300** (2004)
- [15] L. Wolfenstein, *Phys. Rev.* **D17** (1978) 2369; *ibid* **D20** (1979) 2364; S. P. Mikheyev and A. Yu. Smirnov, *Yad. Fiz.* **42** (1985) 1441; *Sov. J. of Nucl. Phys.* **42** (1985) 913; *Nuovo Cimento* **C9** (1986) 17
- [16] B. Pontecorvo, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **33** (1957) 549 and *ibid.* **34** (1958) 247; Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata, *Prog. Theor. Phys.* **28** (1962) 870
- [17] R. Mohapatra et al., *Theory of neutrinos*, **Review of American Physical Society** (2004)
- [18] C. Aalseth et al., *Neutrinoless double beta decay and direct searches for neutrino mass*, **Review of American Physical Society** (2004)
- [19] a) G. L. Fogli et al. **hep-ph/0408045** (2004); b) J. N. Bahcall et al. **hep-ph/0406294/** (2004); c) M. C. Gonzalez-Garcia and M. Maltoni **hep-ph/0406056/** (2004)
- [20] K. Eguchi et al., pour la collaboration KamLAND, *Phys. Rev. Lett.* **90**, (2003) 021802; G. Gratta, Conférence Neutrino 2004
- [21] S. H. Ahn et al, collaboration K2K, *Phys. Rev. Lett.* **B511** (2001) 178; T. Ishii, **hep-ex/0406055/**

- [22] NuMI beam proposal, **Fermilab-TM-2018** (1997) ; MINOS TDR, **Fermilab NuMI-L-337** (1998)
- [23] CNGS : CERN 98-02, INFN/AE-98/05 and CERN-SL/99-034(DI), INFN/ AE-99/05 ; OPERA proposal, CERN/SPSC 2000-028 ; SPSC/P318 ; LNGS P25/2000, July 10, 2000 ; ICARUS T3000 proposal, LNGS-EXP 13/89 add. 2/01 ; ICARUS-TM/2001-09 (2001)
- [24] M. Apollonio et al., CHOOZ Coll., *Phys. Lett.* **B466** (1999) 415
- [25] Boomerang : P. De Bernardis et al., *Nature* 404 (2000) 955, astro-ph/99114611/ ; astro-ph/0005004/ ; astro-ph/0007333/ ; astro-ph/0011378/ ; astro-ph/0104460/ ; astro-ph/0205387/ ; astro-ph/0212229/ ; astro-ph/0305593/
WMAP : C. L. Bennet et al. *ApJS* 148 (2003) 1 ; G. Hinshaw et al. *ApJS* 148 (2003) 135 ; A. Kogut et al., *ApJS* 148 (2003) 161 ; L. Page et al., *ApJS* 148 (2003) 233 ; H. V. Peiris et al., *ApJS* 148 (2003) 213 ; D. N. Spergel et al., *ApJS* 148 (2003) 175 ; L. Verde et al., *ApJS* 148 (2003) 195
- [26] M. Colles et al., *MNRAS* **328** (2001) 1039 ; M. Colles et al., astro-ph/0306581/ (2003) ; V. J. Percival et al., *MNRAS* **327** (2001) 1279C ; O. Lahaf, astro-ph/0404537/ (2004)
- [27] D. G. York et al., *Astron. J.* **120** (2000) 1579 ; C. Stoughton et al., *Astron. J.* **123** (2002) 485 ; K. Abazajian et al., *Astron. J.* 126 (2003) 2081 ;
- [28] P. McDonald et al., astro-ph/0405013/ ; astro-ph/0407378/ ; astro-ph/0407377/ (2004)
- [29] Elgaroy et al., astro-ph/0204152/v3 (2002) ; M. Tegmark et al., astro-ph/0310723/ (2003) ; D. N. Spergel et al., astro-ph/032209/ (2003)
- [30] U. Seljak et al., astro-ph/0407372/ ; astro-ph/0406594/ (2004)
- [31] G. L. Fogli et al., astro-ph/0408045/
- [32] Weinheimer et al., *Phys. Lett.* **B460** (1999) 219 ; *Nucl. Phys.* **B91** (2001) 273
- [33] V. M. Lobashev et al., *Nucl. Phys.* **B91** (2001) 280
- [34] A. Osipowicz et al., KATRIN Coll., hep-ex/010933/ (2001)
- [35] J. Schechter and J. Valle, *Phys. Rev* **D25** (1982) 2951
- [36] W. H. Furry, *Phys. Rev.* **56** (1939) 1184
- [37] F. Piquemal for the NEMO collaboration, *Presentation to IN2P3 scientific council*, 21 March 2005
- [38] F. Boehm and P. Vogel, *Physics of massive neutrinos*, Cambridge University Press, second edition (1992)
- [39] A.I. Etienvre, PhD Thesis, **LAL 03-13** (2003)
- [40] A. S. Barabash, *Czech. J. Phys.* **52** (2002) 567
- [41] G. Audi and A.H. Wapstra, *Nucl. Phys.* **A 595** (1995) 409
- [42] V.A. Rodin, A. Faessler, F. Simkovic et P. Vogel, **nucl-th/0503063 v1** (2005)
- [43] J. Suhonen, in press in *Phys. Lett.* **B** (2005) ; **nucl-th/04122064** (2004)
- [44] M. Aunola, J. Suhonen, *Nucl. Phys.* **A643** (1998) 207-221
- [45] J. Suhonen, M. Aunola, *Nucl. Phys.* **A723** (2003) 271-288
- [46] C.M. Raduta, A.A. Raduta, *Nucl. Phys.* **A756** (2005) 153-175
- [47] L. Pacearescu, V. Rodin, F. Simkovic and A. Faessler *Phys. Rev.* **C68** (2003)
- [48] B. Pontecorvo, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **33** (1957) 549 and *ibid.* **34** (1958) 247 ; Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata, *Prog. Theor. Phys.* **28** (1962) 870
- [49] R. Mohapatra et al., *Theory of neutrinos*, **Review of American Physical Society** (2004)
- [50] C. Aalseth et al., *Neutrinoless double beta decay and direct searches for neutrino mass*, **Review of American Physical Society** (2004)
- [51] J. Schechter and J. Valle, *Phys. Rev* **D25** (1982) 2951
- [52] W. H. Furry, *Phys. Rev.* **56** (1939) 1184

- [53] F. Piquemal for the NEMO collaboration, *Presentation to IN2P3 scientific council*, 21 March 2005
- [54] A. S. Barabash, *Czech. J. Phys.* **52** (2002) 567
- [55] G. Audi and A.H. Wapstra, *Nucl. Phys.* **A 595** (1995) 409
- [56] F. Boehm and P. Vogel, *Physics of massive neutrinos*, Cambridge University Press, second edition (1992)
- [57] D. Dassié et al., NEMO collaboration, *Nucl. Instr. and Meth.* **A309** (1991) 465
- [58] R. Arnold et al., NEMO collaboration, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 354** (1995) 338
- [59] NEMO collaboration, *NEMO3 Proposal*, **LAL 94-29** (1994)
- [60] D. Dassié et al., NEMO collaboration, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 2090
- [61] R. Arnold et al., NEMO collaboration, *Z. Phys.* **C 72** (1996) 239
- [62] R. Arnold et al., NEMO collaboration, *Nucl. Phys.* **A 636** (1998) 209
- [63] R. Arnold et al., NEMO collaboration, *Nucl. Phys.* **A 658** (1999) 299
- [64] *Table of Isotopes*, 8th edition, R.B. Firestone, V.S. Shirley Editor (1996)
- [65] *WWW Table of Radioactive Isotopes*, <http://ie.lbl.gov/toi/nucSearch.asp>
- [66] R. Arnold et al., NEMO collaboration, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 536** (2005) 79
- [67] T. Bernatowicz et al., *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 2341
- [68] N.Takaoka, Y. Motomura, K.Nagao, *Phys. Rev.* **C 47** (1996) 1557
- [69] R. Arnold et al., NEMO collaboration, *Nucl. Instr. and Meth.* **A474** (2001) 93
- [70] J. Busto et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A492** (2002) 35
- [71] C. Augier, D. Lalanne and G. Szklarz, several contributions to NEMO collaboration meetings (1994/95/96/97)
- [72] J.A. Kadyk, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 300** (1991) 436-479
- [73] F. Sauli, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 515** (2003) 358
- [74] L. Malter, *Phys. Rev.* **50**, (1936) 48
- [75] P. Bernaudin et al., *NEMO 3 Calorimeter Electronics*, contributed paper to the 2000 IEEE NSS-MICC Conference, Lyon, France, 15-20 octobre 2000, **LAL/RT 00-13** (2000)
- [76] F. Mauger, *The NEMO 3 Trigger Documentation*, note LPC Caen, july 2001
- [77] Y. Perrin et al., *CASCADE : Tool kit for the construction of distributed real time data acquisition systems*, Conference Records of RT 93, Vancouver (1993)
- [78] Y. Chitov, *The NEMO DB, a database for the NEMO 3 experiment*, note
- [79] R. Arnold, *The energy calibration of NEMO 3*, note
- [80] Ch. Marquet, several contributions to NEMO collaboration meetings (1998/99 and 2000/01/02)
- [81] G. Lutter, contribution to NEMO collaboration meeting, Orsay, 10-12 March 2004 and Caen, 5-7 April 2005
- [82] H. Ohsumi et al., NEMO collaboration, *Nucl. Instr. and Meth.* **A482** (2002) 832
- [83] Ch. Marquet et al., NEMO collaboration, *Nucl. Instr. and Meth.* **A457**(2001) 487
- [84] G. Szklarz, several contributions to NEMO collaboration meetings (2003/04)
- [85] F. Hubert and Ph. Hubert, several contributions to NEMO collaboration meetings (from 1995 to 2000)
- [86] J. Busto et al., *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **28A**(1992) 425
- [87] M. Garcia-Talavera et al., *Journal of Radiation and Isotopes*, **54** (2001) 769
- [88] R. Arnold and V.I. Tretyak, *The NEMO 3 simulation program : current status*, **CRN 97-01** (1997)

- [89] *GEANT - Detector description and simulation tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN (1994)
- [90] *EUCLID 3*, version 1.1F, Matra Datavision (1994)
- [91] C. Zeitnitz and T.A. Gabriel, *Nucl. Instr. and Meth.* **A349** (1994) 106
- [92] C. Jollet, PhD Thesis, **CENBG 02-24** (2002)
- [93] G. Lutter, contribution to NEMO collaboration meeting, Caen, 5-7 April 2005
- [94] L. Simard, contribution to NEMO collaboration meeting, Caen, 5-7 April 2005
- [95] F. Mauger, *Estimation of trigger efficiency*, NEMO internal note
- [96] Y. Chitov, K. Errahmane, X. Sarazin, L. Simard, NEMO internal note, May 2001
- [97] I. Kisel et al., NEMO collaboration, *Nucl. Instr. and Meth.* **A387** (1997) 433
- [98] X. Sarazin, *Algorithme de l'Automate Cellulaire*, NEMO internal note
- [99] K. Errahmane, PhD Thesis, **LAL 01-20** (2001)
- [100] A.I. Etienvre, PhD Thesis, **LAL 03-13** (2003)
- [101] V. Tretyak, contributions to NEMO collaboration meeting, Orsay, 26-28 May 2003, Dubna, 8-10 July 2004, and Prague, 24-26 November 2004
- [102] R. Arnold, contribution to NEMO collaboration meeting, Prague, 24-26 November 2004
- [103] V. Kovalenko, contribution to NEMO collaboration meeting, Chambéry, 9-11 July 2002
- [104] X. Sarazin, talk presented at Neutrino 2004 conference *Nucl. Physics (Proc. Suppl.)* **B143** (2004) 221-224; R. Arnold et al., NEMO collaboration, in preparation for *Phys. Lett.* (2005)
- [105] Y. Takeuchia et al, *Nucl. Instr. and Meth.* **A421** (1999) 334
- [106] Y. Takeuchia et al, Super-Kamiokande collaboration, *Phys. Lett.* **B452** (1999) 418-424
- [107] R. Saakyan, contributions to NEMO collaboration meeting, Orsay, 10-12 March 2004, Dubna, 8-10 July 2004 and Prague, 24-26 November 2004
- [108] Ph. Bourgeois, M. Karolak and G. Vasseur, *Performance of the photomultiplier tubes used in the DIRC of BABAR : effect of a magnetic field and helium*, **dapnia-99-03** internal note (1999)
- [109] J. Busto et al, Institut de Physique, Université de Neuchâtel, NEIPH/CORP/04/02, internal note (2004)
- [110] L. Simard, contributions to NEMO collaboration meeting, Orsay, 10-12 March 2004, Dubna, 8-10 July 2004, Prague, 24-26 November 2004, and Caen, 5-7 April 2005
- [111] C. Longuemare, F. Mauger and L. Simard *Variation of the radon activity in the laboratory and in the NEMO 3 detector, in the case of a ventilation*, NEMO internal note, April 2003
- [112] G.Szklarz and Ph. Hubert, contributions to NEMO collaboration meeting, Dubna, 8-10 July 2004, Prague, 24-26 November 2004, and Caen, 5-7 April 2005
- [113] D. Lalanne, contributions to NEMO collaboration meeting, Dubna, 8-10 July 2004, Prague, 24-26 November 2004, and Caen, 5-7 April 2005
- [114] L. Vála, contribution to NEMO collaboration meeting, 24-26 November 2004
- [115] I. Stekl, contribution to NEMO collaboration meeting, Caen, 5-7 April 2005 Bibliographie de la partie 3
- [116] Klapdor-Kleingrothaus et al., *Eur. Phys. J.* **A12** (2001) 147
- [117] D. Gonzáles et al., *Nucl. Instr. and Methods* **A515** (2003) 634-643
- [118] Klapdor-Kleingrothaus, H V; Dietz, A; Harney, H L; Krivosheina, *Phys. Lett.* **A16** (2001) 2409-2420
- [119] C. Aalseth et al., *Mod. Phys. Lett.* **A17** (2002)1475-1478
- [120] Klapdor-Kleingrothaus et al, *Nucl. Instr. and Methods* **A522** (2004) 371-406

- [121] C. Aalseth et al., *Neutrinoless double beta decay and direct searches for neutrino mass*, **Review of American Physical Society**, **hep-ph/0412300** (2004)
- [122] F. Mauger, *Développements expérimentaux et prospectives en physique du neutrino : expérience NEMO 3 et expérience de corrélation $\beta - \nu$* , Mémoire d'habilitation, LPC Caen (2004)
- [123] IGEX results, Université de Saragosse, site internet, <http://www.unizar.es/lfnac/ipaginas/ip0502.html>
- [124] C. Arnaboldi et al., CUORICINO collaboration, **hep-ex/0501034** (2005)
- [125] X. Sarazin pour la collaboration NEMO, à paraître dans *Phys. Lett.* (2005)
- [126] I. Ogawa et al, CANDLES collaboration, *Nucl. Phys.* **A730** (2004) 215
- [127] R. Arnold et al., NEMO collaboration, *Nucl. Phys.* **A658** (1999) 299-312
- [128] P.G. Bizzeti et al., Double beta-decay of ^{116}Cd , *Izv. Ac. Sci., ser. fiz.* **67** (2003) 630
- [129] R. Luescher et al., *Phys. Lett.* **B434** (1998) 407
- [130] A. De Silva et al., *Phys. Rev.* **C56** (1997) 2451
- [131] E. Fiorini pour la collaboration, *Nucl. Phys.* **B143** Proc.Suppl. (2005) 225-228
- [132] C. Arnaboldi et al., CUORICINO collaboration, *Phys.Lett.* **B584** (2004) 260-268
- [133] CUORE collaboration, Technical Design Report, *Cuore : a cryogenic underground observatory for rare events* (2005), **hep-ex/0501010 v1**
- [134] R. Arnold et al, NEMO collaboration, *Nucl. Instr. and Methods* **A536** (2005) 79-122
- [135] H. Ohsumi et al., NEMO collaboration, *Nucl. Instr. and Meth.* **A482** (2002) 832
- [136] A. S. Barabash, *Czech. J. Phys.* **52** (2002) 567
- [137] G. Gratta pour la collaboration EXO, *EXO, Letter of Intent* (2001)
- [138] F.T. Avignone, G.S. King et Yu. Zdesenko, *New Journ. of Physics* **7** (2005) 6
- [139] D. Akimov et al., EXO collaboration, *Nucl. Phys.* **B138** Proc. Suppl. (2005) 224-226
- [140] K. Wamba pour la collaboration EXO, *Conférence NOON 2004, Japon* (2004)
- [141] I. Abt et al, *GERDA Proposal*, **hep-ph/0404049/** (2004); LNGS P38/04
- [142] G. Heusser, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45** (1995) 543
- [143] H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al., GENIUS proposal : LNGS-LOI 9/97; LNGS P23/2000 **hep-ph/9910205/**; L. Baudis et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A426** (1999) 425
- [144] MPI Report : MPI-H-V4-2001 ; LNGS P27/2001
- [145] Yu. G. Zdesenko et al., **nucl-ex/010621/** (2001)
- [146] S. Shoenert, IDEA meeting, Avril 2005
- [147] S. Pirro, IDEA meeting, Avril 2005
- [148] F. Piquemal pour la collaboration NEMO, *Présentation du projet de R&D SuperNEMO au Conseil Scientifique de l'IN2P3*, 21 mars 2005 ; IDEA meeting, Avril 2005
- [149] R. Arnold et al., NEMO collaboration, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 354** (1995) 338
- [150] R. Arnold et al., NEMO collaboration, *Nucl. Instr. and Methods* **A474** (2001) 93-100
- [151] A. Compant La Fontaine et al., *J. Phys. D : Appl. Phys.* **31** (1998) 847-865
- [152] Ch. Marquet, contribution to NEMO collaboration meeting, Caen, 5-7 April 2005
- [153] J. Suhonen, in press in *Phys. Lett.* **B** (2005); **nucl-th/04122064** (2004)
- [154] E. Caurier, A. Gniady, F. Nowacki, *Beyond NEMO3*, Orsay, Décembre 2003
- [155] V.A. Rodin, A. Faessler, F. Simkovic et P. Vogel, **nucl-th/0503063 v1** (2005)
- [156] S. Yoshida et al., CANDLES collaboration, *it Nucl. Phys.* **B138** Proc. Suppl. (2005) 214-216
- [157] K. Zuber, COBRA collaboration, *it Nucl. Phys.* **B138** Proc. Suppl.(2005) 236-238
- [158] N. Ishihara, DCBA, Conférence APPI, Japon (2004)

- [159] G. Chardin, A. Broniatowski, H. Deschamps, Y. Jin, M. Fesquet, *Nucl. Instr. and Meth. A* **520** (2004) 145-147
- [160] Site internet, <http://majorana.pnl.gov> ;
Livre blanc, <http://majorana.pnl.gov/MajoranaWhitePaper.pdf> ;
C.E. Aalseth and H.S. Miley, *it Nucl. Phys.* **B110** Proc. Suppl. (2002) 392-394
- [161] H. Oshumi, *Original ideas and objectives of MOON, Beyond NEMO 3*, Orsay, décembre 2003
- [162] S. Moriyama, pour la collaboration XMASS, *Proc. Int. Workshop on Techniques and Applications of Xenon detectors (Tokyo, Japan, 3-4 December (2001)*, Singapore : World Scientific, p. 123
http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/minamino/doc/KEKPH_Mar_2004.pdf
- [163] E. Caurier, G. Martínez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves and P. Zuker, *Rev. Mod. Phys* **77** (2005) 427-488
- [164] E. Caurier, F. Nowacki, A. Poves and J. Retamosa, **nucl-th/9601017** (1996)
- [165] F. Simkovic, G. Pantis, J.D. Vergados and A. Faessler, *Phys. Rev* **C60** (1999)
- [166] S. Stoica, H.V. Klapdor-Kleingrothaus, *Nucl. Phys.* **A694** (2001) 269-294
- [167] M. Aunola, J. Suhonen, *Nucl. Phys.* **A643** (1998) 207-221
- [168] J. Suhonen, M. Aunola, *Nucl. Phys.* **A723** (2003) 271-288
- [169] C. Barbera et al., *Nucl. Phys.* **A650** (1999) 485-497
- [170] G. Pantis, F. Simkovic, J.D. Vergados and A. Faessler, *Phys. Rev* **C53** (1996)
- [171] Simkovic, Nowak, Kaminski, Raduta, Faessler, *Phys. Rev* **C64** (2001)
- [172] K. Muto, E. Bender and H.V. Klapdor-Kleingrothaus, *Z. Phys.* **A334** (1989)
- [173] A. Staudt, T.T.S. Kuo and H.V. Klapdor-Kleingrothaus, *Phys. Rev* **C46** (1992)