



HAL
open science

Etude du bruit de fond de la double-désintégration beta sans émission de neutrino dans le détecteur Nemo 2: contribution du radon ambiant et mesure de la pollution interne de la source en ^{214}Bi

F. Mauger

► **To cite this version:**

F. Mauger. Etude du bruit de fond de la double-désintégration beta sans émission de neutrino dans le détecteur Nemo 2: contribution du radon ambiant et mesure de la pollution interne de la source en ^{214}Bi . Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1995. Français. NNT : . in2p3-00018142

HAL Id: in2p3-00018142

<https://in2p3.hal.science/in2p3-00018142v1>

Submitted on 26 Mar 2021

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.

112 1-6

Gestion INIS
FR9601120

IP CAEN

LABORATOIRE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

ISMRA - Boulevard Maréchal Juin - 14050 CAEN CEDEX - FRANCE

Thèse

Présentée à l'UFR de Sciences de l'Université de Caen
pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université de Caen
spécialité : Physique nucléaire et corpusculaire

par
François MAUGER

Etude du bruit de fond de la double-désintégration bêta sans
émission de neutrino dans le détecteur NEMO 2:
contribution du radon ambiant et mesure de la pollution
interne de la source en ^{214}Bi .

Février 1995

LPCC T 95-02

Vol. 28 No 03

INSTITUT NATIONAL
DE PHYSIQUE NUCLEAIRE ET DE PHYSIQUE DES PARTICULES

CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

INSTITUT DES SCIENCES
DE LA MATIERE ET DU RAYONNEMENT

UNIVERSITÉ DE CAEN

Téléphone : 31 45 25 00
Télécopie : 31 45 25 49



THÈSE

présentée à l'UFR de Sciences de l'Université de Caen

par **François MAUGER**

Pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université de Caen

(arrêté du 30 Mars 1992)

Spécialité: Physique Nucléaire et Corpusculaire

Etude du bruit de fond de la double-désintégration β sans émission de neutrino dans le détecteur NEMO 2: contribution du radon ambiant et mesure de la pollution interne de la source en ^{214}Bi .

Soutenue le 6 Février 1995 devant la commission d'examen composée de:

Messieurs

- Gilles Gerbier, ingénieur CEA (DAPNIA-Saclay), Rapporteur
- Dominique Lalanne, Directeur de Recherche CNRS (LAL-Orsay), Rapporteur
- Claude Longuemare, Professeur (Caen)
- Jean-Claude Millies-Lacroix, ingénieur CEA (SMSRB-Monthéry), représentant Yves Bourlat, ingénieur CEA (SMSRB-Monthéry)
- Claude Paulot, Professeur (Caen)
- Gérard Smadja, Professeur (Lyon I), Président

Remerciements

Je tiens à remercier:

M. Christian Le Brun pour m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen,

L'ensemble du personnel du laboratoire, physiciens, techniciens et secrétaires que j'ai cotoyé pendant ces deux années de travail,

Les thésards et autres étudiants du laboratoire: bon courage à tous!

plus spécialement,

L'ensemble des membres de la collaboration NEMO pour ce qu'ils m'ont apporté,

MM. Daniel Blum, Dominique Lalanne, Francis Laplanche et Georges Szklarz qui ont toujours été disponibles et m'ont beaucoup appris sur l'expérience.

M. André Guiral, M^{me} Françoise Hubert et M. Philippe Hubert pour les enseignements dispensés autour d'un château de plomb,

Le personnel du Laboratoire Souterrain de Modane pour son accueil,

MM. Yves Bourlat, Gilles Gerbier, Dominique Lalanne, Jean-Claude Millies-Lacroix, Claude Paulot et Gérard Smadja, pour avoir participé au jury de cette thèse et pour les riches discussions qu'ils ont suscitées,

enfin,

M. Claude Longuemare, le directeur de cette thèse qui, par sa grande disponibilité, sa compétence, son exigence et sa sympathie, a contribué au bon déroulement de ce travail, à tout point de vue.

Ma famille, mes amis,

Mes parents qui ont permis et compris que je prenne ce chemin,

Sonia, ma femme, pour son soutien constant, sa patience, sa compréhension.

Merci So.

à tous et à d'autres que je ne cite mais n'oublie pas, merci.

à Sonia

Table des matières

p.11 - Introduction

p.17 - Chapitre I : Le neutrino et la double-désintégration bêta

p.17 - 1 Introduction

p.17 - 2 Le neutrino

p.17 - 2.1 La famille des leptons

p.18 - 2.2 Le neutrino et l'interaction faible

p.20 - 2.3 Nature du neutrino: Dirac ou Majorana

p.23 - 3 Les désintégrations $\beta\beta$

p.23 - 3.1 La double-désintégration bêta sans émission de neutrino $\beta\beta 0\nu$

p.25 - 3.2 Les autres modes de double-désintégration bêta

p.25 - 3.2.1 Le mode $\beta\beta 2\nu$

p.25 - 3.2.2 Le mode $\beta\beta M^0$

p.26 - 3.2.3 Autres transitions $\beta\beta$

p.27 - 3.3 Noyaux candidats à la $\beta\beta$

p.27 - 3.4 Désintégration $\beta\beta$: traitement au second ordre des perturbations

p.31 - 3.4.1 Probabilité de transition $\beta\beta 0\nu$

p.32 - 3.4.2 Probabilité de transition $\beta\beta 2\nu$

p.32 - 3.4.3 Probabilité de transition $\beta\beta M^0$

p.32 - 3.5 Calcul de l'espace de phase

p.33 - 3.5.1 L'approximation de Rosen-Primakov

p.36 - 3.5.2 Corrections à l'approximation de Rosen-Primakov

p.36 - 3.6 Eléments de matrice nucléaire dans la $\beta\beta$

p.39 - 3.6.1 Le modèle en couche

p.39 - 3.6.2 Le formalisme QRPA

p.39 - 3.6.3 Convention pour les éléments de matrice nucléaire

p.41 - 3.6.4 Une compilation des résultats

p.41 - 4 Aspects expérimentaux de la $\beta\beta$

p.45 - 4.1 Les différents types d'expériences $\beta\beta$

p.45 - 4.1.1 Mesures indirectes

p.46 - 4.1.2 Mesures directes, les calorimètres

p.46 - 4.1.3 Détecteur de traces et identification des électrons

p.47 - 4.2 Les bruits de fond dans l'expérience NEMO

p.47 - 4.2.1 La radioactivité naturelle et le rayonnement cosmique

p.48 - 4.2.2 Bruit de fond ultime au processus $\beta\beta 0\nu$: la $\beta\beta 2\nu$

p.51 - 5 Conclusion

p.52 - Références

p.55 - Chapitre II : L'expérience NEMO 2

p.55 - 1 Introduction

p.58 - 2 Le détecteur NEMO 2

p.58 - 2.1 Le Laboratoire Souterrain de Modane

p.58 - 2.2 Le détecteur de traces

p.62 - 2.3 Le calorimètre

p.65 - 2.4 La source $\beta\beta$

p.65 - 2.5 Le blindage

p.66 - 2.6 Electronique et acquisition

p.66 - 2.6.1 Electronique du calorimètre

p.67 - 2.6.2 Electronique du détecteur de traces

p.67 - 2.6.3 L'acquisition des TDC lents

p.68 - 2.6.4 Les conditions de déclenchement

p.69 - 2.6.5 Transfert des données et gestion de l'acquisition

p.70 - 2.6.6 Convention géométrique utilisée dans le détecteur

p.70 - 2.7 Effets physiques dans NEMO 2

p.70 - 2.7.1 Perte d'énergie et diffusion multiple des électrons

p.74 - 2.7.2 Effets physiques du rayonnement gamma dans le détecteur

p.76 - 2.7.3 Les particules alpha

p.77 - 3 Traitement et analyse des données

p.77 - 3.1 Le traitement des données

p.79 - 3.2 Visualisation

p.79 - 3.3 Simulation

p.81 - 3.4 Techniques d'analyse

p.84 - 4 Conclusion

p.86 - Références

p.89 - Chapitre III : Effets du Radon dans NEMO 2

Méthode de détection du ^{214}Bi par les alpha retardés

p.89 - 1 Introduction

p.90 - 2 Les bruits de fond du signal $\beta\beta 0\nu$

p.90 - 2.1 Les composantes de la contamination en ^{214}Bi

p.91 - 2.2 Le radon

p.95 - 3 Les effets du radon

p.95 - 3.1 Mise en évidence du radon

p.98 - 3.2 Mesure du taux de radon grâce au taux de déclenchement

p.99 - 3.3 Dépôt d'énergie dans NEMO 2 induit par les descendants du ^{222}Rn

p.106 - 3.4 Effets dans les principaux canaux d'analyse

p.111 - 3.5 Les événements avec alpha retardé issu de la désintégration du ^{214}Po

p.112 - 4 Méthode de sélection des événements

p.112 - 4.1 Les données TDC lents

- p.116 - 4.2 Sélection des événements avec trace retardée
- p.116 - 4.2.1 Présélection par programme
- p.121 - 4.2.2 Sélection complémentaire par visualisation
- p.125 - 4.2.3 Mesure des caractéristiques de la trace retardée
- p.127 - **5 Conclusion**
- p.129 - **Références**

p.131 - Chapitre IV : Analyse des données des phases 3 et 4

- p.131 - **1 Introduction**
- p.132 - **2 Analyse du Signal**
 - p.132 - 2.1 Analyse du vertex
 - p.132 - 2.1.1 Précision de la mesure
 - p.136 - 2.1.2 Evénements dans la chambre et sur la peau
 - p.138 - 2.1.3 Corrélation avec le radon externe
 - p.143 - 2.2 Longueur des traces retardées
 - p.147 - 2.3 Topologies (e,γ,α) et $(2e,\alpha)$ et énergies
- p.149 - **3 Résultats de la phase 3**
 - p.150 - 3.1 Séparation de la source en ^{100}Mo et $^{nat.}\text{Mo}$
 - p.151 - 3.2 Efficacités
 - p.154 - 3.3 Résultats
- p.157 - **4 Résultats de la phase 4**
 - p.160 - 4.1 Sélection des événements avec traces retardées
 - p.160 - 4.2 Séparation des zones chambre et source
 - p.164 - 4.3 Effet du radon externe
 - p.166 - 4.4 Analyse et résultats
- p.169 - **5 Bruit de fond de la $\beta\beta 0\nu$ dans la phase 3**
 - p.169 - 5.1 Efficacités
 - p.170 - 5.2 Signal $\beta\beta 2\nu$
 - p.170 - 5.3 Contributions au bruit de fond $(2e)$ à haute énergie
- p.174 - **6 Conclusion**
- p.175 - **Références**

p.177 - Conclusion

p.179 - Annexe I

p.183 - Annexe II

p.189 - Annexe III

p.193 - Annexe IV

Introduction

Depuis la première observation d'une interaction dans les années 50, la physique du neutrino a été l'objet d'investigations expérimentales constantes dans des domaines variés conduisant souvent à des développements majeurs de la physique des particules: la violation de la parité, la conservation des nombres leptoniques, la structure des nucléons, les courants neutres, l'évolution stellaire (étoiles et supernova). Fermion neutre supposé de masse nulle dans le Modèle Standard, le neutrino conserve des propriétés fondamentales qui restent énigmatiques:

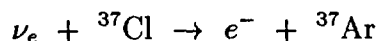
- le neutrino a-t-il une masse strictement nulle ?
- est-il sa propre anti-particule ?
- quelles sont ses propriétés électromagnétiques ?
- quelle est sa contribution à l'évolution (matière noire) ?

A toutes ces questions, le Modèle Standard apporte des réponses simples. Tous les constituants fondamentaux de la matière, les quarks et les leptons chargés, sont massifs et de masses très variables et les neutrinos sont de masses nulles. Il peut cependant sembler naturel que le neutrino lui-même soit massif, d'autant qu'aucune symétrie ne permet de justifier que sa masse soit strictement nulle. Le Modèle Standard des particules semble être la description la plus fine du monde microscopique tel qu'il apparaît aux énergies actuellement explorables. On peut toutefois penser que ce Modèle contient trop de paramètres arbitraires pour constituer une théorie physique véritable. Les théories de grande unification (GUT) se proposent d'interpréter les interactions fondamentales à des énergies qui s'étendent bien au-delà du domaine propre au Modèle Standard. Dans le cadre de ces théories, certains processus interdits deviennent possibles. Par exemple, les phénomènes qui violent la conservation du nombre leptonique sont envisageables, tels que les oscillations de neutrino ou la double désintégration bêta sans émission de neutrino ($\beta\beta 0\nu$).

Avec les oscillations de neutrinos, dans le vide ou dans la matière (effet MSW), il est possible d'interpréter le déficit des neutrinos solaires par un changement de saveur des neutrinos issus du centre du Soleil et se propageant dans l'espace jusqu'à la Terre [1]:

$$\nu_e \rightarrow \nu_\mu$$

Dans les années 60, Davis et al. [2] ont entrepris de mesurer le flux des neutrinos solaires par l'observation des réactions:



En comparant le flux mesuré à celui prédit par les calculs standard de dynamique stellaire, on constate un déficit d'interactions de neutrinos. Ce déficit peut être interprété soit en modifiant ces calculs, soit en acceptant l'hypothèse d'une nouvelle physique: par exemple les oscillations de neutrinos massifs entre des états de saveurs différentes [3] [4].

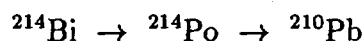
Plusieurs groupes se sont engagés dans cette voie depuis quelques années (GALLEX, SAGE, Kamiokande II) et une nouvelle génération de détecteurs verra bientôt le jour (SuperKamiokande) [2] [5] [6] [7]. Les premiers résultats des nouvelles expériences sont qualitativement en accord avec les résultats de l'expérience de Davis. Cependant, des problèmes subsistent quant à leur interprétation [2] [8] [9]. Si à l'avenir le déficit de neutrinos solaires était confirmé, il pourrait constituer un argument fort en faveur de l'hypothèse des neutrinos massifs.

L'étude des processus de double désintégration bêta constitue un autre moyen de tester la nature et les propriétés du neutrino. La transition $\beta\beta\nu$, proposée par Furry en 1939 [10], est possible si un neutrino virtuel peut être échangé entre deux nucléons identiques d'un noyau. Le neutrino doit être non seulement de masse non nulle mais encore coïncider avec sa propre antiparticule (neutrino de Majorana). Il y a dans ce cas une violation de la conservation du nombre leptonique. On peut montrer que la probabilité d'un tel processus est proportionnelle au carré de la masse du neutrino virtuel échangé [1]. Il s'agit d'une interaction faible au second ordre, par conséquent c'est un processus très rare (cf. chapitre I). Les premières expériences géochimiques ont conduit à des limites inférieures sur les périodes de désintégration $\beta\beta$ de certains noyaux. Des limites supérieures sur la masse du neutrino virtuel échangé dans la transition $\beta\beta\nu$ en ont été extraites. Depuis une vingtaine d'années, les décroissances $\beta\beta$ sont étudiées de manière directe au moyen de détecteurs calorimétriques ou de détecteurs de traces. Les transitions $\beta\beta\nu$ doivent être observées dans le domaine d'énergie de la radioactivité naturelle (quelques MeV). De ce fait, ces expériences $\beta\beta\nu$ sont confrontées au problème des bruits de fond: désintégrations β , environnement de neutrons et de rayons gamma, processus $\beta\beta$ autorisé par le Modèle Standard, rayonnements cosmiques. Jusqu'à aujourd'hui ces expériences ont fourni des résultats négatifs et ont conduit à des limites supérieures sur la masse effective du neutrino, les meilleures sensibilités étant typiquement de 1 à 10 eV. Dans un avenir proche, plusieurs groupes envisagent d'augmenter cette sensibilité d'un ordre de grandeur (collaborations Heidelberg-Moscou, IGEX, NEMO...).

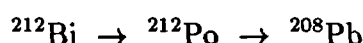
Après un programme de R & D de plusieurs années pendant lequel deux détecteurs ont été développés et analysés, la collaboration NEMO a engagé la construction d'un détecteur $\beta\beta$ qui étudiera dans un premier temps la désintégration $\beta\beta\nu$ du ^{100}Mo (source de 10 kg) [11]. Les techniques d'enrichissement et de purification isotopique permettent aujourd'hui d'envisager cette expérience. Toutefois le problème du contrôle et de la mesure des bruits de fond demeure essentiel, même si leurs niveaux sont très faibles.

Dans les années 70 [12], des physiciens travaillant sur un tel programme ont

montré qu'il était nécessaire de développer les techniques de détection des bruits de fond de la radioactivité naturelle, en particulier la détection des radio-isotopes capables de simuler des événements $\beta\beta$ à haute énergie. Dans le cas du ^{100}Mo , les descendants du radium - bismuth et thallium - sont les principales sources de fond $\beta\beta 0\nu$ dans la radioactivité naturelle. Il est possible d'identifier le ^{214}Bi et le ^{212}Bi en observant les cascades $\beta - \gamma - \alpha$:



et



Les contaminations radioactives ont pour origine la présence initiale de radium dans les sources et les matériaux constituant les détecteurs. On envisage également que le radon, gaz qui peut faire partie de l'environnement des dispositifs expérimentaux, véhicule sous forme diffuse une contamination potentielle. La figure 1 montre un événement à deux électrons et un α dans la chambre à brouillard de Moe et al. [13]. La présence d'un α indique qu'il s'agit d'une cascade $\beta - \alpha$ de radioactivité naturelle et non d'un processus $\beta\beta$. Cette identification est donc un moyen puissant de discriminer ce type d'événement d'un éventuel signal $\beta\beta 0\nu$, à condition de détecter l' α retardé avec suffisamment d'efficacité.

S'inspirant de telles expériences, la collaboration NEMO a équipé le détecteur prototype NEMO 2 (chapitre II, [14]) d'un dispositif de détection des traces émises en coïncidence retardée avec les événements, afin de mesurer la contamination par le ^{214}Bi . Ce mémoire présente une méthode de sélection des événements avec α retardé, signant les cascades $\beta - \alpha$ du ^{214}Bi (chapitre III). La figure 2 montre, dans le détecteur NEMO 2, un événement avec trace retardée dont l'origine se situe dans la chambre à fils. Il apparaît que l'analyse de ces événements permet non seulement de mesurer les effets du ^{214}Bi dans le détecteur en tant que bruit de fond de la $\beta\beta 0\nu$ mais également pour la première fois dans l'expérience de quantifier les effets du radon ^{222}Rn (chapitre IV). Cette analyse vient donc en complément - et de manière compétitive - d'autres techniques de mesure de contamination: spectroscopie γ des faibles radioactivités, analyse de canaux spécifiques dans NEMO 2. Elle apporte une information sur le bruit de fond interne au détecteur induit par le radon. Les résultats de cette étude permettent de dimensionner des solutions au problème du radon dans l'expérience future NEMO 3 (annexe IV). Nos conclusions apportent un argument en faveur de l'équipement de NEMO 3 d'un moyen de détection des événements avec α retardés.

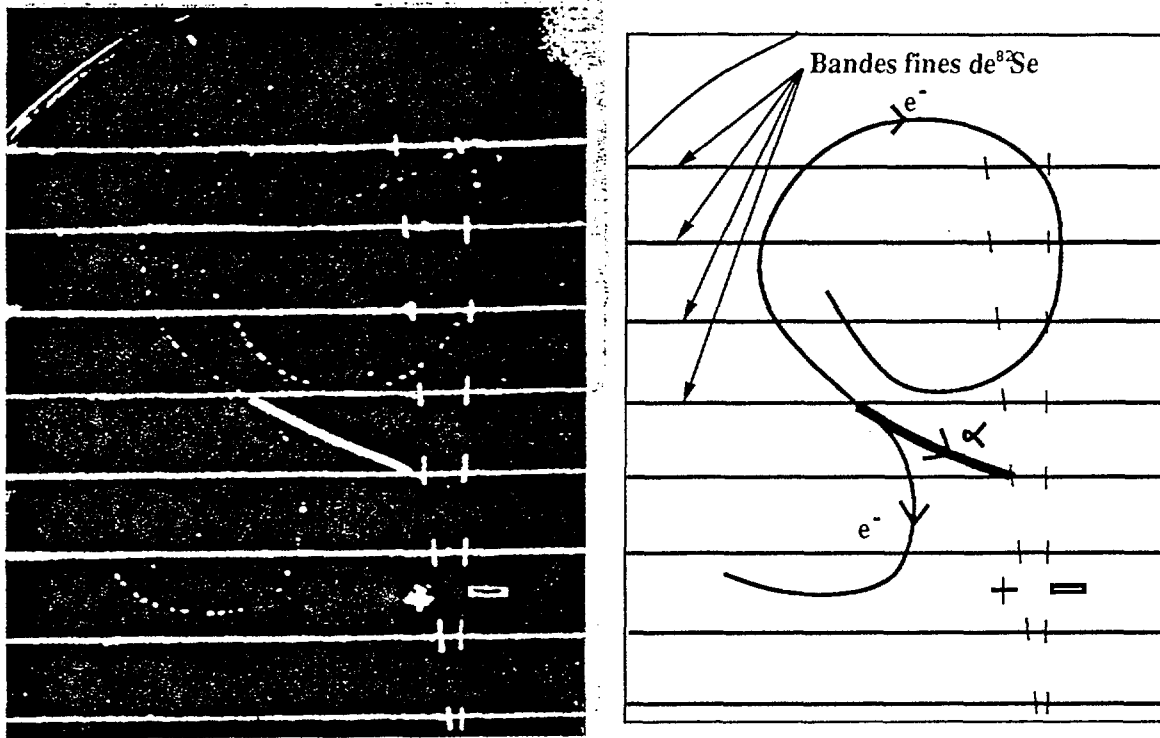


Figure 1: Un événement à deux électrons et un α retardé issu d'une source fine de ^{82}Se , caractéristique d'une décroissance du bismuth vers le plomb, dans la chambre à brouillard de Moe et Lewenthal (1980).

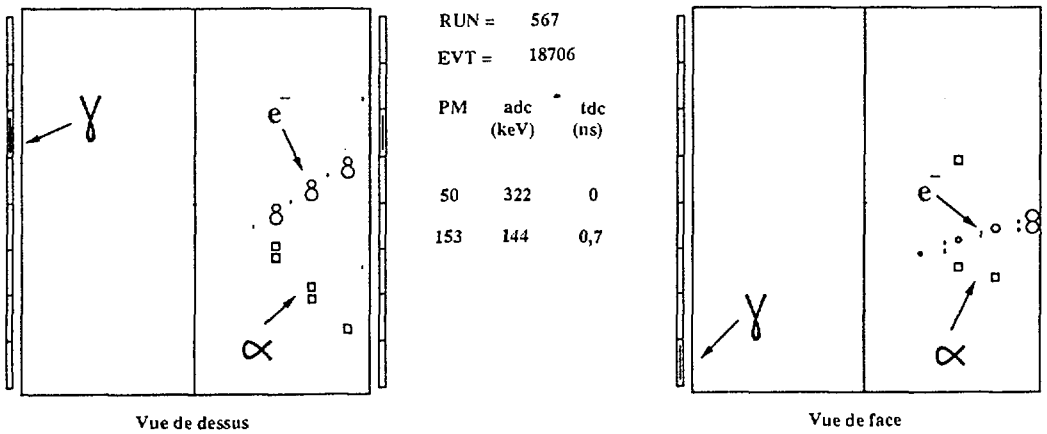


Figure 2: Événement avec une trace retardée dans NEMO 2.

Références

- [1] B. Kayser, World Scientific Lecture Notes in Physics **Vol. 25** (1986).
The physics of massive neutrinos.
- [2] D.R.O. Morrison, Particle World **3**(1992) 30-39,
Review of solar models and solar neutrino experiments.
- [3] S.T. Petcov, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B31**(1993) 136-148.
Neutrino physics interpretation of the recent solar neutrino observations.
- [4] S.A. Bludman et al., Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B31**(1993) 156-160.
Theoretical Implications of combined solar neutrino observations.
- [5] J.N. Bahcall and R.K. Ulrich, Rev. Mod. Phys **60** (1988) 297-372.
Solar models, neutrino experiments, and helioseismology.
- [6] J.N. Bahcall, Rev. Mod. Phys **59** (1987) 505-521.
Neutrino-electron scattering and solar neutrino experiments.
- [7] J.N. Bahcall, Pour la Science **153** (1990) 44-51.
Où sont les neutrinos solaires?
- [8] S. Turck-Chièze, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B31**(1993) 156-160.
Solar modelling and the neutrino puzzle, the astrophysical point of vue.
- [9] J.N. Bahcall, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B31**(1993) 125-128.
Recent Work on Standard Solar Models.
- [10] W. H. Furry, Phys. Rev. **56** (1939) 1184-1193.
Transition probabilities in double β -disintegration.
- [11] NEMO Collaboration, CENBG (Bordeaux), LPC (Caen), INR (Kiev), ITEP (Moscou), LAL (Orsay), CRN (Strasbourg), JINR (Dubna), MHC (South Hadley), IAP (Bucarest), INRNE (Sofia), **LAL 94-29**(1994).
NEMO 3 Proposal, A proposal for an experiment to study double-beta decay in the search for massive Majorana neutrinos to 0.1 eV.
- [12] R.K. Bardin et al., Nucl. Phys. **A 158** (1970) 337-363.
Search for the double β -decay of calcium-48 and lepton conservation.
- [13] M.K. Moe et al., Phys. Rev. **C 22** (1980) 2186-2203.
Double beta decay of ^{82}Se .

- [14] R. Arnold et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A354** (1995) 338-351.
Performance of a prototype tracking detector for double beta decay measurements.

Chapitre I

Le neutrino et la double-désintégration bêta

1 Introduction

Dans ce chapitre, la physique du neutrino est présentée succinctement sous les principaux aspects théoriques qui conditionnent les réactions nucléaires de double-désintégration bêta ($\beta\beta$). Les réactions $\beta\beta$ sont décrites d'un point de vue théorique et tout particulièrement le processus $\beta\beta 0\nu$ qui permet de tester la physique au-delà du Modèle Standard. L'étude d'une telle réaction peut apporter une information sur la nature du neutrino (Dirac ou Majorana) et sur sa masse. L'estimation au second ordre des probabilités de transitions des processus $\beta\beta$ ($\beta\beta 0\nu$, $\beta\beta 2\nu$, $\beta\beta M^0$) est exposée et le calcul des termes d'espace de phase est repris. Les résultats des calculs des éléments de matrice nucléaire - tels que présentés dans la littérature - sont discutés.

Après une description des principales techniques expérimentales utilisées dans l'étude des processus $\beta\beta$, les difficultés essentielles rencontrées dans la mise en œuvre d'une expérience de type NEMO sont envisagées.

2 Le neutrino

2.1 La famille des leptons

Dans le modèle des particules élémentaires, les leptons constituent une famille de fermions fondamentaux de spin 1/2 n'interagissant que par interaction électrofaible [1]. Les hadrons sont décrits comme des systèmes composés de quarks sensibles de plus à l'interaction forte (QCD). On constate expérimentalement l'existence de trois générations de leptons correspondant aux trois *saveurs leptoniques*: électronique, muonique et tauïque. Les interactions électrofaibles "standard" conservent le nombre leptonique associé à chaque saveur.

La table 1 - d'après [2] - présente la famille des leptons et leurs caractéristiques essentielles. Le Modèle Standard associe des anti-particules à ces 6 leptons: e^+

Saveur	Masse (MeV)	Durée de vie
électron e^-	0,511	$> 2,7 \cdot 10^{23}$ années (68% CL)
ν_e	$< 7 \cdot 10^{-6}$ (95% CL)	(cf. [2])
muon μ^-	105,65	$2,197 \cdot 10^{-6}$ s
ν_μ	$< 0,27$ (90% CL)	(cf. [2])
tau τ^-	$1777,1 \pm 0,5$	$(295,6 \pm 3,1) \cdot 10^{-15}$ s
ν_τ	< 31 (95% CL)	-

Table 1: La famille des leptons et ses caractéristiques principales.

et $\bar{\nu}_e$, μ^+ et $\bar{\nu}_\mu$, τ^+ et $\bar{\nu}_\tau$. L'existence d'anti-leptons chargés est établie depuis la découverte du positron et l'interaction électromagnétique permet de les distinguer sans ambiguïté - la conjugaison de charge est une symétrie de l'interaction électromagnétique. Le problème spécifique de la relation du neutrino à son antiparticule est discuté dans la section suivante. Les 6 quarks u , d , c , s , t et b constituent la seconde famille de constituants élémentaires. Comme pour les leptons, le Modèle Standard regroupe les quarks deux à deux en trois générations de saveurs distinctes. Le nombre baryonique associé n'est conservé que globalement car l'interaction faible CC (courants chargés) permet des transitions entre saveurs distinctes. Une propriété remarquable du Modèle Standard est que l'interaction NC (courants neutres) conserve la saveur des quarks. Tous les quarks sont massifs, chargés et de spin 1/2.

2.2 Le neutrino et l'interaction faible

Les neutrinos sont des fermions neutres supposés de masse nulle, ils n'interagissent que par interaction faible. On distingue deux types d'interactions faibles fonda-

mentales: les courants chargés et les courants neutres.

Les courants chargés résultent de l'interaction d'un boson faible W^- (ou W^+), par exemple, dans la réaction élémentaire de désintégration du W^- :

$$W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu} \quad (1)$$

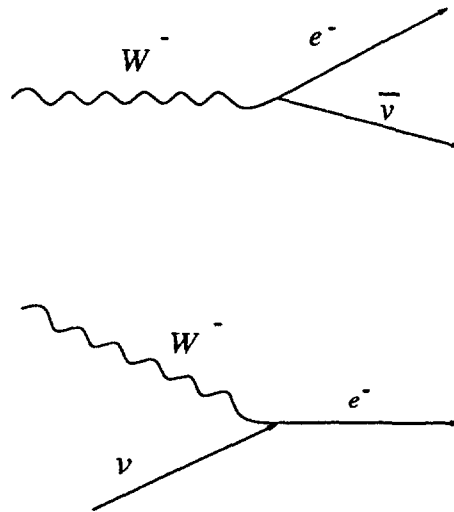
qui permet d'interpréter les désintégrations semi-leptoniques bêta (β^-):

$$\begin{aligned} n &\rightarrow p + W^- \\ W^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu} \end{aligned} \quad (2)$$

Par croisement, on peut envisager d'autres processus, par exemple la réaction:

$$\nu + W^- \rightarrow e^- \quad (3)$$

qui conduit aux interactions CC des neutrinos dans la matière. On représente ces processus du premier ordre par les diagrammes de Feynman qui sont associés aux amplitudes quantiques de transition. Pour (1) et (3) on aura les graphes suivants:



Depuis la mise en évidence de la violation de la parité dans les interactions faibles, on sait que la conjugaison de charge (symétrie C) n'est pas une bonne symétrie pour ces interactions. La réaction (1) produit des anti-neutrinos dans un état d'hélicité droite ($\bar{\nu}_R$). Si la conjugaison de charge était valide, la réaction conjuguée sous C de (1) serait possible avec la même amplitude:

$$W^+ \rightarrow e^+ + \nu_R \quad (4)$$

avec l'indice R représentant l'état d'hélicité droite du neutrino.

Or ce processus semble interdit par l'observation. En fait, dans l'état actuel des résultats expérimentaux interprétés par le Modèle Standard, les neutrinos sont produits dans un état d'hélicité gauche (ν_L), et les anti-neutrinos dans un état d'hélicité droite ($\bar{\nu}_R$). Le groupe de symétries choisi pour décrire les interactions faibles ($SU(2)_L$) conduit à ce résultat, le neutrino appartenant uniquement au doublet gauche. La symétrie CP (conjugaison de charge et changement de la parité) est une symétrie pour l'interaction faible dans le secteur des leptons. En appliquant CP sur un neutrino dans un état donné, on change et sa nature particule/anti-particule et son état d'hélicité, par exemple:

$$\text{CP: } \nu_L \rightarrow \bar{\nu}_R$$

De ce fait la réaction (5), obtenue en appliquant CP à la réaction (1), est possible:

$$W^+ \rightarrow e^+ + \nu_L \quad (5)$$

La nature particule/antiparticule émerge naturellement et historiquement de l'équation de Dirac qui décrit le comportement d'un fermion libre dans l'espace [3]:

$$i\frac{\partial\psi}{\partial t} = H\psi = (\vec{\alpha}\vec{p} + \beta m)\psi \quad (6)$$

où

- ψ est un "spineur" de Dirac à quatre composantes.
- les composantes du vecteur $\vec{\alpha}$ et β sont des matrices 4x4 définies à partir des matrices 2x2 de Pauli (ou bien des matrices 4x4 γ , cf. [3]).

Dans le cas d'un fermion de masse non nulle chargé, la résolution de l'équation de Dirac conduit à quatre états possibles: deux états correspondent à la particule dans deux états de spin opposés, les deux autres états correspondent à l'antiparticule associée, avec également deux états de spin. La charge électrique permet de distinguer la particule de l'antiparticule.

Dans le cas d'un fermion non objectivement chargé, la question de l'identité de la particule et de l'antiparticule se pose. Dans l'hypothèse traditionnelle de Dirac, les deux particules se distinguent par le nombre leptonique ("charge leptonique").

Dans l'hypothèse de Majorana, les états particule et antiparticule sont confondus à une phase près.

2.3 Nature du neutrino: Dirac ou Majorana

Le neutrino étant neutre, c'est un bon candidat à être sa propre antiparticule. Majorana a introduit l'hypothèse qu'il n'existait qu'un état invariant sous C:

$$\text{C: } \nu_{(L/R)} \rightarrow \nu_{(L/R)}$$

Un tel neutrino de Majorana ne possède que deux composantes (spin 1/2) alors que le neutrino de Dirac en aura quatre.

$$C: \nu_{(L/R)} \rightarrow \bar{\nu}_{(L/R)}$$

Dans l'hypothèse de Majorana, la conservation du nombre leptonique n'a plus de sens et on peut imaginer des processus interdits dans l'hypothèse standard. Si le neutrino est de plus de masse nulle, alors son hélicité (chiralité ± 1) se confond avec sa chiralité qui est fixée par l'équation de Dirac:

$$\gamma^5 = \frac{\vec{\sigma}\vec{p}}{p} \quad (7)$$

Par ailleurs, l'hélicité est conservée dans la propagation libre de la particule:

$$[H_{Dirac}, \gamma^5] = 2m\gamma^0\gamma^5 = 0 \quad \text{si } m = 0$$

Dans cette hypothèse, les seuls neutrinos(antineutrinos) couplés à l'interaction faible sont gauches(droits) et la conservation de l'hélicité coïncide et se superpose à la conservation du nombre leptonique.

Si le neutrino est massif, les deux hypothèses se distinguent par des processus interdits par la conservation du nombre leptonique, mais qui deviennent possibles dans le cadre de l'hypothèse de Majorana (remarquons qu'avec un neutrino massif, l'hypothèse de Dirac doit supporter l'existence de quatre états du neutrino). On peut envisager par exemple une réaction de diffusion de deux bosons W^- telle que:

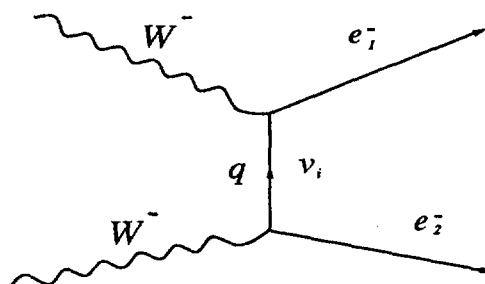
$$W^- + W^- \rightarrow e^- + e^- \quad (8)$$

résultant de la combinaison des processus suivants:

$$W^- \rightarrow e^- + \nu \quad (9)$$

$$W^- + \nu \rightarrow e^- \quad (10)$$

Le diagramme de Feynman correspondant à l'échange d'un neutrino virtuel de Majorana massif est dans ce cas:



L'amplitude de ce processus a été calculée dans le cas d'un échange de neutrino léger, par exemple par B. Kayser [4], elle s'écrit:

$$A = \frac{\langle m_\nu \rangle}{q^2} \bar{u}_1 \not{\epsilon}_1 \not{\epsilon}_2 (1 - \gamma^5) u_2$$

avec $m_\nu = \sum_i \lambda_i m_i U_{i,e}^2$ (11)

où

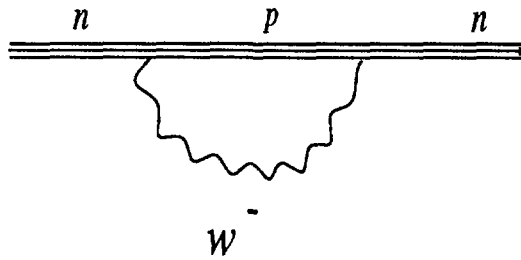
λ_i est une phase introduite par CP.

m_i est la masse du neutrino échangé.

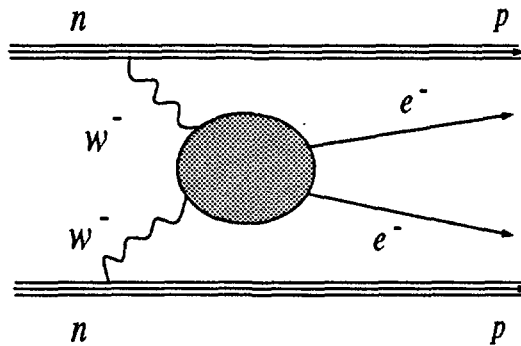
$U_{i,e}$ est le couplage du neutrino à l'électron.

L'échange de neutrino lourd est considéré dans la référence [5].

Les réactions de diffusion directe de W sont actuellement inaccessibles expérimentalement, cependant le processus virtuel pourrait se manifester dans la matière nucléaire dans la mesure où les neutrons(protons) sont "habillés" de bosons virtuels $W^-(W^+)$:



Dans les réactions $\beta\beta 0\nu$, on testera le processus de diffusion virtuelle des bosons W^- avec dans l'état final, deux électrons:



3 Les désintégrations $\beta\beta$

Les transitions $\beta\beta$ ont fait l'objet d'études théoriques très complètes dans la littérature depuis le début des années 1980 [6] [7] [8] [9] [10] [11]. Nous nous limiterons dans la suite aux transitions $\beta\beta$ nucléaires entre états fondamentaux ($0^+ \rightarrow 0^+$). Trois processus fondamentaux induisant des transitions $\beta\beta$ sont décrits, ainsi que l'évaluation de leurs probabilités de transition:

$$\beta\beta 0\nu : (A,Z) \rightarrow (A,Z+2) + 2 e^-$$

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

$$\beta\beta M^o : (A,Z) \rightarrow (A,Z+2) + 2 e^- + M^o$$

Sauf précision contraire, le terme général $\beta\beta$ est relatif aux transitions $\beta^-\beta^-$. Il existe également la possibilité de transitions $\beta^+\beta^+$.

3.1 La double-désintégration bêta sans émission de neutrino $\beta\beta 0\nu$

La double-désintégration bêta sans émission de neutrino ($\beta\beta 0\nu$) a été envisagée par Furry en 1939 [12]. Dans cette transition, un noyau (A,Z) se désintègre en un noyau $(A,Z+2)$ en émettant deux électrons. Tout se passe comme si, au coeur du noyau, deux désintégrations bêta simples se produisaient simultanément en échangeant un (anti)neutrino virtuel.

L'existence d'un tel processus aurait de très importantes implications en physique des particules. En effet, la désintégration $\beta\beta 0\nu$ ne pourrait se produire qu'en modifiant considérablement les propriétés des neutrinos, par exemple en leur attribuant une masse non nulle et en leur imposant d'être leur antiparticule (nature de Majorana). Dans le cadre d'une description de l'interaction faible par des courants gauches, la transition $\beta\beta 0\nu$ est envisageable car la masse de Majorana permet un renversement de la chiralité (figure 1). Ce mode de désintégration viole le principe de conservation du nombre leptonique. En cela, ce processus est interdit par le Modèle Standard.

La transition $\beta\beta 0\nu$ peut également être décrite si on considère l'existence de courants droits participant à l'interaction faible. Dans ce cas, le renversement de la chiralité du neutrino de Majorana (émis dans un état de chiralité gauche) n'est pas nécessaire pour que celui-ci soit réabsorbé (figure 2). Toutefois, là encore, le neutrino doit avoir une masse non nulle [4].

D'un point de vue expérimental, la somme des énergies des deux électrons émis dans la transition $\beta\beta 0\nu$ est exactement égale à l'énergie disponible dans la réaction, soit idéalement une raie monoénergétique de valeur $Q_{\beta\beta}$ (figure 3). Dans la désintégration bêta simple, l'électron(positron) et l'antineutrino(neutrino) se partagent l'énergie disponible (Q_β), par conséquent le spectre énergétique d'émission de l'électron est continu.

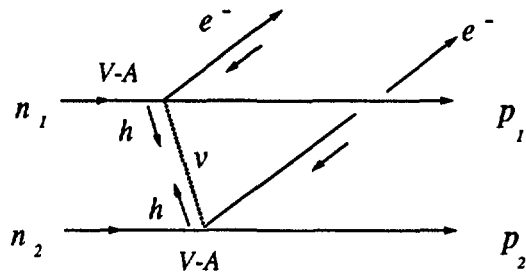


Figure 1: Transition $\beta\beta 0\nu$ avec courants gauches.

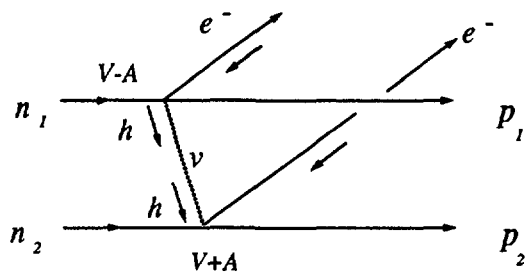


Figure 2: Transition $\beta\beta 0\nu$ avec courants droits.

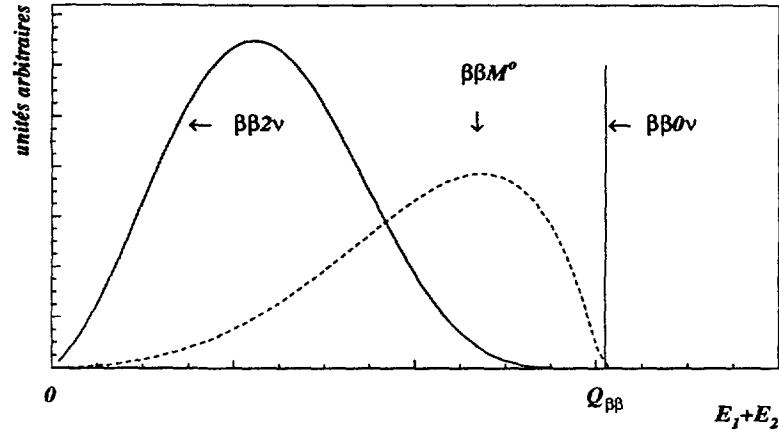


Figure 3: Spectres de l'énergie des deux électrons dans les transitions $\beta\beta 0\nu$, $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta M^0$.

3.2 Les autres modes de double-désintégration bêta

D'autres processus de double-désintégration bêta sont envisageables dont certains sont permis par le Modèle Standard. Nous nous intéressons au processus de double-désintégration bêta dit permis ($\beta\beta 2\nu$) et au processus sans neutrino et avec émission de Majoron ($\beta\beta M^0$).

3.2.1 Le mode $\beta\beta 2\nu$

Proposé en 1935 par Goeppert-Mayer [13], ce mode de désintégration est autorisé par le Modèle Standard. Dans cette transition, le noyau (A, Z) se transforme en $(A, Z+2)$ en émettant deux électrons et deux antineutrinos (figure 4). Cette transition est interprétée comme un processus faible au second ordre qui conserve le nombre leptonique. Une telle transformation nucléaire pouvait être envisagée pour certains noyaux dès les premières études portant sur les désintégrations bêta. Le problème est donc relativement ancien. Dans ce processus, les électrons n'emportent qu'une partie de l'énergie disponible dans la réaction, le spectre en énergie totale électronique est donc un spectre continu et se distingue ainsi de celui attendu dans le mode $\beta\beta 0\nu$ (figure 3).

3.2.2 Le mode $\beta\beta M^0$

Les spéculations théoriques sur les extensions leptoniques du Modèle Standard sont nombreuses. L'une des hypothèses envisagées pourrait être testée dans les

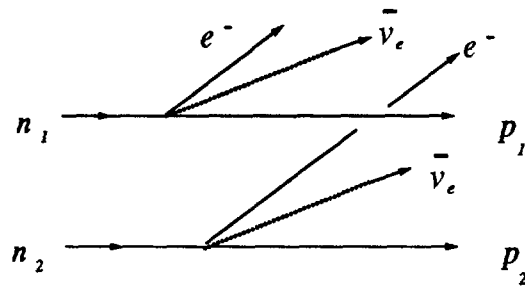


Figure 4: Transition $\beta\beta 2\nu$.

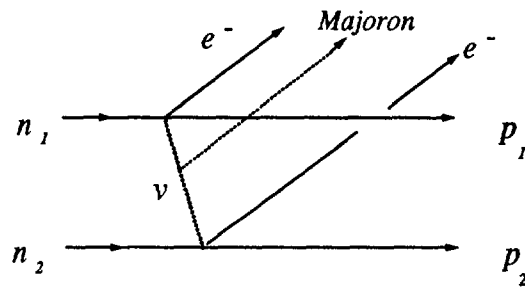


Figure 5: Transition $\beta\beta M^0$.

désintégrations $\beta\beta$. Ce modèle introduit un nouveau boson, appelé Majoron, sans masse et couplé au seul neutrino. Le mode $\beta\beta M^0$ est rendu possible grâce à l'intervention du Majoron dont l'émission assure le renversement de la chiralité du neutrino virtuel échangé (figure 5). Dans ce cas, les deux électrons partagent l'énergie disponible avec le Majoron, le spectre en énergie totale électronique est continu, il est en moyenne plus énergétique que celui du processus $\beta\beta 2\nu$ (figure 3).

3.2.3 Autres transitions $\beta\beta$

On peut également envisager des transitions $\beta\beta$ vers les niveaux excités du noyau issu de la réaction. Ces processus - bien qu'ils soient également étudiés - ne seront pas abordés dans ce travail. D'une manière générale, pour l'ensemble des processus $\beta\beta$, interviennent des règles de sélection entre les états nucléaires selon les opérateurs de transition considérés: opérateurs nucléaires de Fermi et de Gamow-Teller.

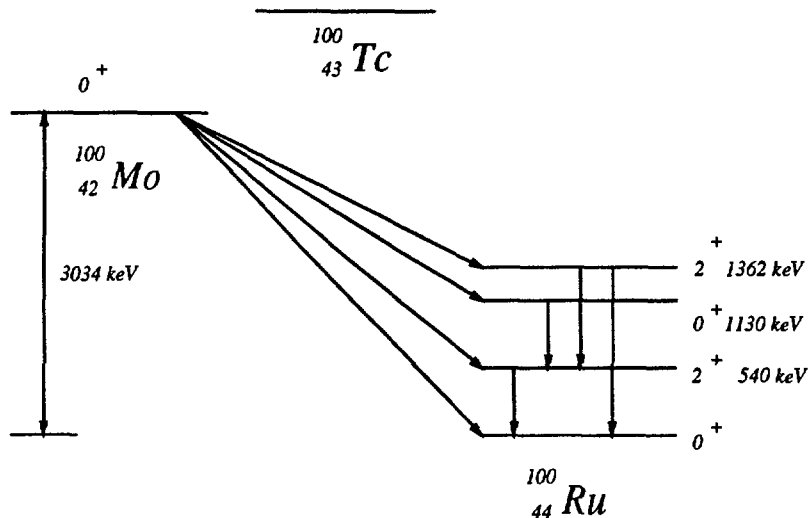


Figure 6: Schéma simplifié de décroissance $\beta\beta$ du ^{100}Mo vers le ^{100}Ru .

3.3 Noyaux candidats à la $\beta\beta$

Il n'existe qu'une quarantaine d'isotopes émetteurs $\beta\beta$ - dont six seulement par transition $\beta^+\beta^+$. Il s'agit de noyaux pair-pair qui ne peuvent se désintégrer par transition β simple soit à cause de la conservation de l'énergie (cf. figure 6 pour le cas du molybdène ^{100}Mo), soit parce que la réaction β simple est très fortement interdite. Cette configuration énergétique des états fondamentaux s'explique par l'existence d'une interaction de paire entre les nucléons de même isospin, elle n'est possible que pour des noyaux relativement lourds. On constate que tous les candidats $\beta\beta$ ont un numéro atomique supérieur à 40. A priori, la nature pair-pair de ces noyaux leur assure une grande stabilité. La désintégration $\beta\beta 2\nu$ permet toutefois d'envisager un processus de décroissance. Les tables 2 et 3 présentent l'ensemble des noyaux émetteurs $\beta^-\beta^-$, l'énergie disponible dans la transition $\beta\beta$ [14], ainsi que leur abondance isotopique naturelle. Le $Q_{\beta\beta}$ est toujours inférieur à 5 MeV. Dans la table 4, on présente les noyaux émetteurs $\beta^+\beta^+$. Les énergies disponibles dans ces transitions sont relativement plus faibles.

3.4 Désintégrations $\beta\beta$: traitement au second ordre des perturbations

Les transitions $\beta\beta$ sont interprétées en tant que processus du second ordre entre l'état initial (A, Z) et l'état final $(A, Z+2)$; l'état intermédiaire $(A, Z+1)$ constitue une étape virtuelle de la transition. Dans cette approximation, et sous un ensemble d'hypothèses simplificatrices, les probabilités de transition des différents

Transition	$Q_{\beta\beta}(\text{keV})$	Abondance (%)
$^{46}\text{Ca} \rightarrow ^{46}\text{Ti}$	987 ± 4	0,0035
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	4271 ± 4	0,187
$^{70}\text{Zn} \rightarrow ^{70}\text{Ge}$	1001 ± 3	0,62
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	$2039,6 \pm 0,9$	7,8
$^{80}\text{Se} \rightarrow ^{80}\text{Kr}$	130 ± 9	49,8
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	2995 ± 6	9,2
$^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$	1256 ± 5	17,3
$^{94}\text{Zr} \rightarrow ^{94}\text{Mo}$	$1145,3 \pm 2,5$	17,4
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	3350 ± 3	2,8
$^{98}\text{Mo} \rightarrow ^{98}\text{Ru}$	112 ± 7	24,1
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	3034 ± 6	9,6
$^{104}\text{Ru} \rightarrow ^{104}\text{Pd}$	1299 ± 4	18,7
$^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{110}\text{Cd}$	2013 ± 19	11,8
$^{114}\text{Cd} \rightarrow ^{114}\text{Sn}$	534 ± 4	28,7
$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	2802 ± 4	7,5
$^{122}\text{Sn} \rightarrow ^{122}\text{Te}$	364 ± 4	4,56
$^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$	$2288,1 \pm 1,6$	5,64

Table 2: Emetteurs $\beta^-\beta^-$.

Transition	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	Abondance (%)
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	868 ± 4	31,7
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	2533 ± 4	34,5
$^{134}\text{Xe} \rightarrow ^{134}\text{Ba}$	847 ± 10	10,4
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	2479 ± 8	8,9
$^{142}\text{Ce} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$	$1417,6 \pm 2,5$	11,1
$^{146}\text{Nd} \rightarrow ^{146}\text{Sm}$	56 ± 5	17,2
$^{148}\text{Nd} \rightarrow ^{148}\text{Sm}$	$1928,3 \pm 1,9$	5,7
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	$3367,1 \pm 2,2$	5,6
$^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$	$1251,9 \pm 1,5$	22,6
$^{160}\text{Gd} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$	$1729,5 \pm 1,4$	21,8
$^{170}\text{Er} \rightarrow ^{170}\text{Yd}$	$653,9 \pm 1,6$	14,9
$^{176}\text{Yb} \rightarrow ^{176}\text{Hf}$	$1078,8 \pm 2,7$	12,6
$^{186}\text{W} \rightarrow ^{186}\text{Os}$	$490,3 \pm 2,2$	28,6
$^{192}\text{Os} \rightarrow ^{192}\text{Pt}$	417 ± 4	41,0
$^{198}\text{Pt} \rightarrow ^{198}\text{Hg}$	1048 ± 4	7,2
$^{204}\text{Hg} \rightarrow ^{204}\text{Pb}$	$416,5 \pm 1,9$	6,9
$^{232}\text{Th} \rightarrow ^{232}\text{U}$	858 ± 6	100
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{238}\text{Pu}$	$1145,8 \pm 1,7$	99,275

Table 3: Emetteurs $\beta^-\beta^-$ (suite).

Transition	$Q_{\beta\beta}(\text{keV})$	Abondance (%)
$^{78}\text{Kr} \rightarrow ^{78}\text{Se}$	$833,1 \pm 8$	0,356
$^{96}\text{Ru} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	$677,1 \pm 8$	5,5
$^{106}\text{Cd} \rightarrow ^{106}\text{Pd}$	$734,0 \pm 7,8$	1,25
$^{124}\text{Xe} \rightarrow ^{124}\text{Te}$	$821,0 \pm 2,7$	0,096
$^{130}\text{Ba} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	$538,1 \pm 8$	0,106
$^{136}\text{Ce} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	$365,0 \pm 5,0$	0,190

Table 4: Emetteurs $\beta^+\beta^+$.

modes $\beta\beta$ ont été calculées [6] [7] [8] [9] [11]. Les hypothèses simplificatrices les plus importantes sont les suivantes:

- la masse des bosons W^- échangés est très grande et l'interaction faible est ponctuelle.
- l'interaction faible (V - A) des nucléons est traitée de manière non relativiste: on ne prend en compte que les opérateurs de Fermi et de Gamow-Teller (développement non-relativiste).
- la masse des neutrinos échangés est très faible.
- l'échange virtuel des neutrinos est introduit sous la forme d'un potentiel coulombien statique.

3.4.1 Probabilité de transition $\beta\beta 0\nu$

La probabilité de transition de ce mode est donnée par:

$$\Gamma_{0\nu} = a_{0\nu} F_{0\nu} |M_{0\nu}|^2 \eta^2 \quad (12)$$

où

1 - $a_{0\nu}$ est une fréquence qui ne dépend que de constantes fondamentales:

$$a_{0\nu} = \frac{\hbar c^2}{(2\pi)^5} (G_\beta f_A)^4 r_0^{-2} (m_e c^2)^7 = (4,90 \pm 0,15) 10^{-17} \text{ (années)}^{-1}$$

avec

$$\begin{aligned} G_\beta &= 1,1365 \cdot 10^{-11} \text{ MeV}^{-2} \\ f_A &= 1,25 \pm 0,01 [2] \\ m_e c^2 &= 0,511 \text{ MeV} \\ r_0 &= 1,2 \text{ fm (par convention)} \\ \hbar c &= 1,9733 \cdot 10^2 \text{ MeV}\cdot\text{fm} \\ c &= 2,9979 \cdot 10^{23} \text{ fm}\cdot\text{sec}^{-1} \end{aligned}$$

2 - $F_{0\nu}$ est l'intégrale de l'espace de phase final leptonique à deux corps. C'est une grandeur exprimée ici sans dimension.

3 - $M_{0\nu}$ est l'élément de matrice nucléaire calculé dans l'hypothèse d'un échange de neutrino de Majorana léger. Il est ici exprimé sans dimension (ou en unité de r_0^{-1}).

4 - η est le facteur de violation de la théorie du Modèle Standard:

$$\eta = \frac{\langle m_\nu c^2 \rangle}{m_e c^2}$$

où $\langle m_\nu \rangle$ est la masse effective des neutrinos de Majorana légers couplés à l'électron et échangés dans la transition.

Connaissant les autres termes de la formule (12), et disposant d'une mesure de (d'une limite inférieure sur) la période du processus $\beta\beta 0\nu$, on peut obtenir une mesure de (limite supérieure sur) cette masse effective dont on sait qu'elle est nécessairement inférieure ou égale à la masse d'un des neutrinos [4]. En l'absence de mélange, la masse effective est celle du neutrino-électron. On peut envisager, dans certains modèles, que les phases intervenant dans la masse effective conspirant à l'annulation de $\langle m_\nu \rangle$ alors que les neutrinos sont massifs. L'expérience $\beta\beta 0\nu$ ne peut apporter qu'une limite sur la masse effective dont on peut penser qu'elle est plus fondamentale que les masses associées aux saveurs [15].

3.4.2 Probabilité de transition $\beta\beta 2\nu$

La probabilité de transition de ce mode est donnée par:

$$\Gamma_{2\nu} = a_{2\nu} F_{2\nu} |M_{2\nu}|^2 \quad (13)$$

où

1 - $a_{2\nu}$ est une fréquence (cf. $a_{0\nu}$):

$$a_{2\nu} = \frac{16}{(2\pi)^7} \frac{(G_{\beta f_A})^4}{\hbar} (m_e c^2)^9 = (1,92 \pm 0,06) 10^{-22} \text{ (années)}^{-1}$$

avec

$$\hbar = 6,5822 \cdot 10^{-11} \text{ MeV}\cdot\text{sec}$$

2 - $F_{2\nu}$ est l'intégrale d'espace de phase leptonique à 4 corps dans l'état final, exprimée ici sans dimension.

3 - $M_{2\nu}$ est l'élément de matrice nucléaire dans la transition, il est exprimé sans dimension (en unité de $(m_e c^2)^{-1}$).

3.4.3 Probabilité de transition $\beta\beta M^0$

La probabilité de transition de ce mode est donnée par:

$$\Gamma_M = a_M F_M |M_{0\nu}|^2 g_M^2 \quad (14)$$

où

1 - a_M est une fréquence telle que:

$$a_M = \frac{a_{0\nu}}{(2\pi)^2} = (1,24 \pm 0,04) 10^{-18} \text{ (années)}^{-1}$$

2 - F_M est l'intégrale d'espace de phase leptonique à trois corps (sans dimension).

3 - $M_{0\nu}$ est le même élément de matrice nucléaire que dans la transition $\beta\beta 0\nu$ (sans dimension).

4 - g_M est la constante de couplage (moyenne) du Majoron aux neutrinos. L'interaction du Majoron et des neutrinos est de la forme pseudo-scalaire [7] [10]:

$$H_M = \frac{i}{2} g_M \bar{\nu} \gamma_5 \nu \phi_M$$

3.5 Calcul de l'espace de phase

Les facteurs d'espace de phase correspondent au nombre de configurations accessibles aux leptons dans l'état final. Le calcul de ces termes est généralement effectué dans le cadre simplifié de l'approximation dite de Rosen-Primakov. On opère ensuite des corrections à ce traitement pour prendre en compte de manière plus réaliste les effets coulombiens.

3.5.1 L'approximation de Rosen-Primakov

Cette approximation consiste à n'introduire les effets coulombiens entre les électrons et le noyau que dans une approche non-relativiste et en négligeant la taille finie du noyau. L'intérêt de cette approximation est de permettre une formulation analytique polynomiale des facteurs d'espace de phase en fonction du $Q_{\beta\beta}$ de la réaction. Les distributions en énergie électronique (énergie individuelle et énergie totale) sont également exprimées analytiquement.

• Pour le mode $\beta\beta 2\nu$, et dans le cadre des hypothèses formulées précédemment, la probabilité différentielle de transition s'écrit:

$$d\Gamma_{2\nu} = \frac{(G_{\beta\beta} f_A)^4}{\hbar} |M_{2\nu}|^2 df_{2\nu}$$

avec

$$df_{2\nu} = 2\pi \delta(W_0 - \sum_i W_i) \left(\prod_i \frac{d\vec{P}_i}{(2\pi)^3} \right) \chi(Z, \beta_{e_1}) \chi(Z, \beta_{e_2}) (1 - \vec{\beta}_{e_1} \cdot \vec{\beta}_{e_2})$$

où

W_0 est l'énergie totale libérée dans la réaction ($W_0 = Q_{\beta\beta} + 2m_e c^2$).

W_i est l'énergie totale de la particule i dans l'état final.

$i = e_1, e_2, \bar{\nu}_1, \bar{\nu}_2$ est l'indice relatif aux quatre particules dans l'état final.

$\vec{P}_i = \vec{p}_i c$ où \vec{p}_i est le vecteur quantité de mouvement de la particule i dans l'état final; $|\vec{P}_i|$ a la dimension d'une énergie.

$\chi(Z, \beta)$ est la fonction de correction coulombienne pour un électron de vitesse $c\beta$ dans le champ d'un noyau de charge Z .

$\vec{\beta}_i$ est le vecteur vitesse réduite de la particule i ($\vec{v}_i = c\vec{\beta}_i$).

En intégrant sur l'angle solide total et les impulsions des antineutrinos, on écrit:

$$df_{2\nu} = \frac{16(m_e c^2)^9}{(2\pi)^7} w_{e_1}^2 \beta_{e_1} \chi(Z, \beta_{e_1}) w_{e_2}^2 \beta_{e_2} \chi(Z, \beta_{e_2}) \frac{(w_0 - w_{e_1} - w_{e_2})^5}{30} dw_{e_1} dw_{e_2}$$

où w_i est l'énergie de la particule i exprimée en unité de $m_e c^2$ et $w_0 = W_0/m_e c^2$.

Finalement, la probabilité de désintégration est donnée par la formule (13) où:

$$F_{2\nu} = \int_{w_{e_1}} \int_{w_{e_2}} dw_{e_1} dw_{e_2} w_{e_1}^2 \beta_{e_1} \chi(Z, \beta_{e_1}) w_{e_2}^2 \beta_{e_2} \chi(Z, \beta_{e_2}) \frac{(w_0 - w_{e_1} - w_{e_2})^5}{30}$$

• Pour le mode $\beta\beta 0\nu$, on a:

$$F_{0\nu} = \int_{w_{e_1}} dw_{e_1} w_{e_1}^2 \beta_{e_1} \chi(Z, \beta_{e_1}) w_{e_2}^2 \beta_{e_2} \chi(Z, \beta_{e_2})$$

avec $w_{e_2} = w_0 - w_{e_1}$

- Pour le mode $\beta\beta M^o$, on a:

$$F_M = \int_{w_{e_1}} \int_{w_{M^o}} dw_{e_1} dw_{M^o} w_{e_1}^2 \beta_{e_1} \chi(Z, \beta_{e_1}) w_{e_2}^2 \beta_{e_2} \chi(Z, \beta_{e_2}) w_{M^o}$$

avec $w_{e_2} = w_0 - w_{e_1} - w_{M^o}$ et l'indice M^o désigne le Majoron dans l'état final.

L'expression correcte de la fonction de Coulomb est trop compliquée pour permettre une intégration analytique. L'approximation non-relativiste de Rosen-Primakov consiste à prendre la fonction de Coulomb suivante (cf. annexe I):

$$\chi^{NR,RP}(Z, \beta_{e_i}) = \frac{2\pi\alpha Z/\beta_{e_i}}{1 - e^{-2\pi\alpha Z}}$$

où

Z est le numéro atomique du noyau fils dans la transition.

$\alpha = \frac{1}{137}$ est la constante de structure fine.

Le traitement analytique de l'espace de phase devient alors possible par simple intégration polynomiale puisque les termes β_{e_i} s'éliminent. L'espace de phase de Rosen-Primakov - noté F_i^{RP} avec $i = 2\nu, 0\nu, M$ - s'écrit pour les trois modes considérés de la manière suivante:

- Pour le mode $\beta\beta 2\nu$:

$$F_{2\nu}^{RP} = (\chi^{NR,RP}(Z, 1))^2 \frac{2^5}{8!} T_0^7 \left(1 + \frac{T_0}{2} + \frac{T_0^2}{9} + \frac{T_0^3}{90} + \frac{T_0^4}{1980}\right)$$

- Pour le mode $\beta\beta 0\nu$:

$$F_{0\nu}^{RP} = (\chi^{NR,RP}(Z, 1))^2 T_0 \left(1 + 2T_0 + \frac{4T_0^2}{3} + \frac{T_0^3}{3} + \frac{T_0^4}{30}\right)$$

- Pour le mode $\beta\beta M^o$:

$$F_M^{RP} = (\chi^{NR,RP}(Z, 1))^2 \frac{1}{6} T_0^3 \left(1 + T_0 + \frac{2T_0^2}{5} + \frac{T_0^3}{15} + \frac{T_0^4}{210}\right)$$

T_0 est l'énergie cinétique disponible dans la transition, exprimée en unité de $m_e c^2$, on a donc:

$$T_0 = \frac{Q_{\beta\beta}}{m_e c^2}$$

La table 5 présente les espaces de phase $\beta\beta 0\nu$, $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta M^o$ calculés avec cette approximation pour 11 noyaux émetteurs $\beta\beta$ étudiés d'un point de vue expérimental. Pour les trois modes, l'espace de phase croît considérablement avec le $Q_{\beta\beta}$.

Transition	$F_{0\nu}^{RP}$	$F_{2\nu}^{RP}$	F_M^{RP}
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	9864	124614	24401
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	940	286	704
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	4034	8324	5551
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	7560	27533	12487
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	5499	12115	7727
$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	4930	7345	6111
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	126,4	0,532	25,3
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	3781	3355	3973
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	3710	2966	3771
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	13824	51663	23026
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{238}\text{Pu}$	718,8	12,18	219,8

Table 5: Espaces de phase de Rosen-Primakov pour les modes $\beta\beta$ (sans dimension).

3.5.2 Corrections à l'approximation de Rosen-Primakov

Le traitement complet du calcul des termes d'espace de phase ne peut être effectué que numériquement. Une formulation des effets coulombiens qui tient compte de la propagation relativiste des électrons dans le champ électrostatique d'un noyau de taille finie est introduite (voir Annexe I). Il est d'usage de définir des facteurs de correction - notés ε_i - à l'approximation de Rosen-Primakov pour les différents modes $\beta\beta$, on écrit alors:

$$F_i = F_i^{RP} \times \varepsilon_i$$

où F_i est l'espace de phase obtenu par intégration numérique dans le calcul élaboré ($i = 0\nu, 2\nu, M$).

Nous avons recalculé les termes d'espace de phase corrigés pour les noyaux déjà cités en table 5. La fonction de Fermi utilisée ici n'est encore qu'approchée, le traitement complet du problème étant particulièrement lourd [7] [16].

La table 6 présente les facteurs ε obtenus dans le cadre de ce travail, et ceux publiés par Haxton et al. [9] dans un traitement plus complet de la correction coulombienne. Un bon accord entre les deux calculs est obtenu pour les noyaux de Z relativement faible. Notre traitement numérique sous-estime l'espace de phase par rapport à celui d'Haxton et al.; cette différence est particulièrement notable au niveau de l'émetteur ^{238}U .

Les figures 7-(a) et (b) montrent les distributions en énergie totale et individuelle des électrons dans le cas de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo , avec l'approximation de Rosen-Primakov (trait pointillé) et le calcul élaboré (trait plein) [17]. Les spectres obtenus par le calcul selon Rosen-Primakov sont multipliés par le facteur correctif $\varepsilon_{2\nu} = 2,74$ (cf. table 6).

3.6 Eléments de matrice nucléaire dans la $\beta\beta$

Le calcul des éléments de matrice nucléaire dans les transitions $\beta\beta$ est un problème théorique très délicat. La meilleure estimation possible de l'élément de matrice $M_{0\nu}$ est cruciale pour extraire de l'expérience une limite sur la masse effective des éventuels neutrinos de Majorana échangés. Les calculs théoriques de ces termes nucléaires sont exécutés dans le cadre de modèles éprouvés. Toutefois, la compréhension des interactions en jeu dans les transitions $\beta\beta$ est difficile et les estimations publiées diffèrent de facteurs pouvant atteindre 3 ou 5. Les deux approches dominantes du problème nucléaire sont brièvement présentées: (Q)RPA et modèle en couches. Une compilation non exhaustive de valeurs d'éléments de matrice nucléaire $\beta\beta$ publiées est présentée dans le cadre des conventions que nous avons utilisées afin de permettre des comparaisons.

Transition	$\epsilon_{0\nu}$	$\epsilon_{2\nu}$	ϵ_M	$\epsilon_{0\nu}^{Haxton}$	$\epsilon_{2\nu}^{Haxton}$
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	1,25	1,14	1,22	1,2	1,14
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	1,77	1,63	1,73	1,7	1,65
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	1,92	1,85	1,91	1,8	1,85
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	2,43	2,47	2,47	-	2,46
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	2,67	2,74	2,72	-	2,75
$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	3,55	3,81	3,69	-	3,87
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	4,92	5,20	5,00	5,0	5,54
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	4,41	4,87	4,64	4,2	5,00
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	4,92	5,53	5,21	-	5,71
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	6,50	7,83	7,08	-	8,02
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{238}\text{Pu}$	88	129	108	-	192

Table 6: Facteurs correctifs ϵ à l'approximation de Rosen-Primakov calculés pour les trois modes $\beta\beta$ considérés. Pour certaines transitions, les valeurs calculées par Haxton et al. sont données à titre de comparaison.

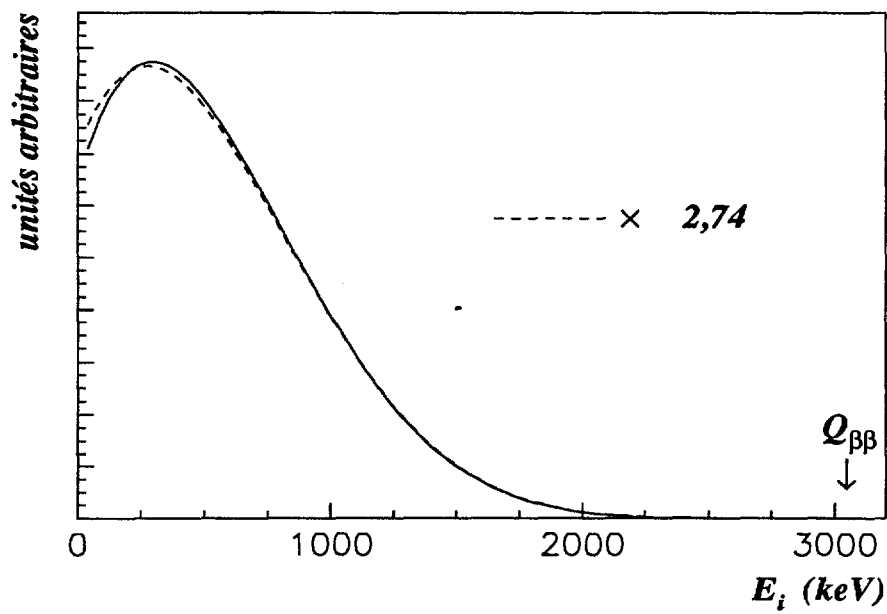
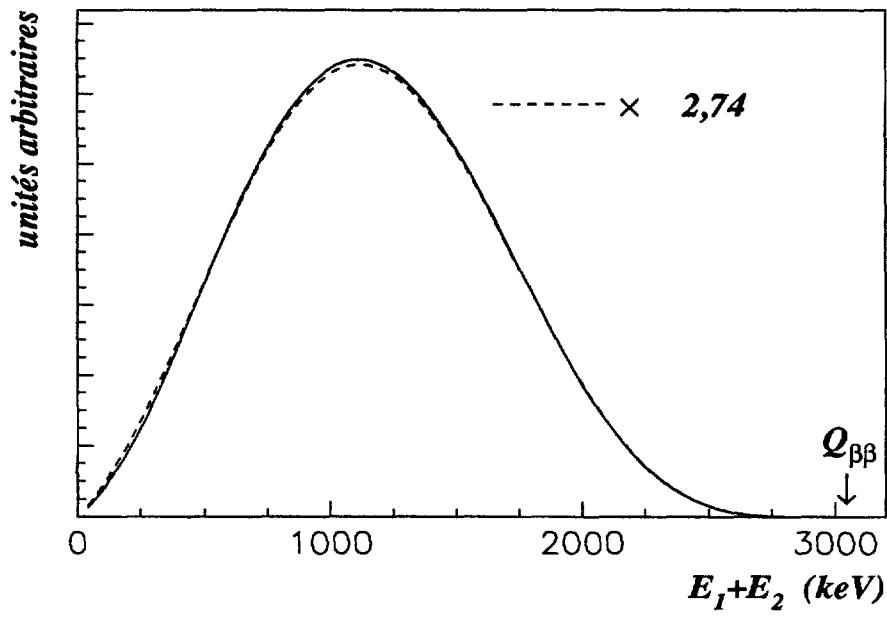


Figure 7: Distributions en énergie totale et individuelle des électrons dans la $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo .

3.6.1 Le modèle en couche

Le formalisme du modèle en couche tient compte avec rigueur des états microscopiques des nucléons dans le noyau. Il est de plus nécessaire de considérer les interactions résiduelles nucléon-nucléon dans le noyau pour décrire de façon réaliste les systèmes étudiés. La validité de ce formalisme peut être éprouvée au moyen d'observations expérimentales. L'utilisation du modèle en couche nécessite une bonne connaissance de la spectroscopie dans la région nucléaire étudiée (noyau père, état intermédiaire et noyau fils). Cette connaissance n'est pas forcément acquise, notamment pour les noyaux lourds. Des calculs relativement complets ont été effectués pour le ^{48}Ca [9] [18] [19]. Le calcul pour les émetteurs lourds nécessitent des approximations qui rendent les prédictions plus délicates. De grandes incertitudes caractérisent alors ces calculs. Signalons également qu'en raison de la taille considérable des espaces de configuration manipulés par ce formalisme (diagonalisation de matrices de dimension 10^5 à 10^7), le calcul est parfois tout simplement hasardeux voire impossible à effectuer à moins d'avoir recours à des approximations.

3.6.2 Le formalisme QRPA

Utilisé dès les années 60 pour étudier les désintégrations β , ce formalisme est aujourd'hui le plus employé pour aborder les problèmes nucléaires de la $\beta\beta$ [20] [21] [22] [23] [24]. Ses prédictions peuvent être confrontées avec les observations expérimentales des décroissances β^\pm . Ceci permet de tester la validité du modèle au regard des problèmes nucléaires spécifiques à la $\beta\beta$. L'application de cette méthode ne rencontre pas de limitations d'ordre numérique, c'est la raison pour laquelle elle a été employée pour les noyaux lourds. Pour le mode $\beta\beta 2\nu$, les résultats de cette approche sont particulièrement sensibles à la force d'interaction particule-particule (paramètre g_{pp} du modèle) introduite dans la description des interactions nucléaires; cette sensibilité est moindre pour le mode $\beta\beta 0\nu$. Les auteurs ont proposé de fixer le paramètre g_{pp} par l'observation de la $\beta\beta 2\nu$ et d'utiliser la valeur obtenue pour prédire l'élément nucléaire de la $\beta\beta 0\nu$.

3.6.3 Convention pour les éléments de matrice nucléaire

Nous définissons ici les éléments de matrice nucléaire $\beta\beta$ dans la convention que nous avons retenue et pour les transitions ($0^+ \rightarrow 0^+$):

- Pour le mode $\beta\beta 2\nu$:

$M_{2\nu}^{GT}$ est l'élément de matrice nucléaire qui domine dans les transitions ($0^+ \rightarrow 0^+$). En effet, la contribution de l'opérateur de Fermi est négligeable par la conservation de l'isospin. On a ici:

$$M_{2\nu} \simeq M_{2\nu}^{GT} = m_e c^2 \sum_{n,k \neq l} \frac{\langle 0_f^+ | \tau_k^+ \vec{\sigma}_k | n \rangle \langle n | \tau_l^+ \vec{\sigma}_l | 0_i^+ \rangle}{(E_n + E_{leptons} - E_i)}$$

où

$|0_i^+\rangle(|0_f^+\rangle)$ représente l'état nucléaire initial(final).

$|n\rangle$ est l'état virtuel intermédiaire de ce processus du second ordre.

k et l sont les indices désignant les nucléons participant au processus $\beta\beta$.

L'élément de matrice nucléaire est ici défini comme une quantité non dimensionnée, ceci explique le facteur $m_e c^2$ dans la formule précédente. Certains théoriciens expriment cet élément de matrice en unités MeV^{-1} .

Dans le cadre de l'approximation de fermeture, on moyenne la contribution en énergie du dénominateur de l'état intermédiaire et on réalise:

$$\sum_n |n\rangle\langle n| = 1$$

$M_{2\nu}$ s'écrit alors comme:

$$M_{2\nu} \simeq M_{2\nu}^{GT} = \frac{\langle 0_f^+ | \sum_{k \neq l} \tau_k^+ \vec{\sigma}_k \tau_l^+ \vec{\sigma}_l | 0_i^+ \rangle}{\mu_0}$$

avec

$$\mu_0 = \frac{\langle E_n + E_{leptons} - E_i \rangle}{m_e c^2} \simeq 10 \dots 20$$

μ_0 peut être estimé en utilisant une formule empirique proposée par Haxton et al. ([9], p.475) qui tient compte de manière raisonnable de l'énergie d'excitation moyenne dans l'état intermédiaire:

$$\langle E_n - E_i \rangle \approx 1.2 A^{1/2} - \frac{W_0}{2}$$

avec

$$W_0 = Q_{\beta\beta} + 2m_e c^2$$

alors

$$\langle E_n + E_{leptons} - E_i \rangle \approx 1.2 A^{1/2} \text{ en MeV}$$

Dans notre formulation qui définit $M_{2\nu}$, il n'y a pas de facteur 1/2 dans la somme sur toutes les paires de nucléons. Certains auteurs définissent l'élément de matrice dans le cadre de l'approximation de fermeture en ne comptant qu'une fois chaque paire de nucléons (le résultat étant invariant par permutation des nucléons d'une paire), ils introduisent donc un facteur 1/2 dans l'élément de matrice par rapport à la définition ci-dessus et un facteur combinatoire égal à 4 dans la constante $a_{2\nu}$.

• Pour le mode $\beta\beta 0\nu$ (et le mode $\beta\beta M^0$):

$M_{0\nu}$ est l'élément de matrice nucléaire calculé dans l'hypothèse d'un échange de neutrino de Majorana léger. Dans cette transition, la contribution de Fermi peut devenir non-négligeable car l'opérateur qui intervient n'est pas un pur isospin.

$$M_{0\nu} = M_{0\nu}^{GT} (1 - \chi^F)$$

avec

$$M_{0\nu}^{GT} = r_0 \sum_{k \neq l} \langle 0_j^+ | \tau_k^+ \vec{\sigma}_k \tau_l^+ \vec{\sigma}_l \frac{1}{r_{kl}} | 0_i^+ \rangle$$

où

$| 0_j^+ \rangle (| 0_i^+ \rangle)$, k et l ont les mêmes définitions que précédemment.

$1/r_{kl}$ est le potentiel induit par la propagation du neutrino léger virtuel échangé. χ^F est la correction de Fermi à la contribution de l'opérateur de Gamow-Teller (χ^F est typiquement 0,1 à 0,4).

Là encore, l'élément de matrice nucléaire est sans dimension. Le facteur de normalisation choisi est r_0 (par convention $r_0 = 1,2$ fermi), distance caractéristique entre deux nucléons d'un noyau. Certains auteurs expriment cet élément de matrice en fm^{-1} ou bien en le normalisant par le rayon nucléaire du noyau considéré ($R = r_0 A^{1/3}$).

3.6.4 Une compilation des résultats

Les tables 7 et 8 présentent pour les émetteurs $\beta\beta$ déjà cités, les valeurs des éléments de matrice nucléaire $\beta\beta$ publiés depuis une dizaine d'années par des théoriciens. Ce sont majoritairement des calculs en (Q)RPA. Pour une même transition, les prédictions peuvent varier d'un facteur atteignant parfois 6 (cas du ^{100}Mo).

La figure 8 montre le résultat des calculs nucléaires présentés dans les tables 7 et 8, chaque point représentant le calcul pour un émetteur $\beta\beta$ avec comme abscisse $M_{2\nu}$ et comme ordonnée $M_{0\nu}$.

4 Aspects expérimentaux de la $\beta\beta$

Il est intéressant d'estimer les périodes de désintégration $\beta\beta$ dans le cas par exemple du ^{100}Mo . Les résultats sont le plus souvent présentés en donnant les valeurs des demi-vies associées à chaque processus, on a:

$$T_{1/2,i} = \frac{\ln 2}{\Gamma_i} \quad \text{où} \quad i = 2\nu, 0\nu, M$$

- Pour le mode $\beta\beta 2\nu$, en utilisant la formule (13), l'espace de phase de Rosen-Primakov (table 5) corrigé par le facteur $\varepsilon_{2\nu}$ (table 6) et enfin l'élément de matrice nucléaire calculé par [25] (table 7), on obtient:

$$T_{1/2,2\nu} = (1,26 \pm 0,04) 10^{19} \text{ années}$$

- Pour le mode $\beta\beta 0\nu$, en utilisant la formule (12), les valeurs des tables 5 et 6, l'élément de matrice donnée par [25] (table 7) et en supposant une masse effective du neutrino échangé telle que $\langle m_\nu c^2 \rangle = 1$ eV, on obtient:

$$T_{1/2,0\nu} = (1,00 \pm 0,03) 10^{24} \text{ années}$$

Parent [réf.]	$M_{2\nu}$	$M_{0\nu}$
⁴⁸ Ca [9] [18] [27]-1 [27]-2	0,029 0,021	0,340 0,720 0,520
⁷⁶ Ge [9] [10] [11] [25] [26] [27] [28]	0,134 0,26 0,097 0,11 0,19	1,30 1,02 3,0 1,08 0,76 2,2
⁸² Se [9] [10] [25] [28]	0,094 0,086 0,15	1,0 0,90 0,98 1,60
⁹⁶ Zr [11] [28]	0,32 0,38	3,5 2,0
¹⁰⁰ Mo [10] [11] [25] [27] [28]	0,24 0,093 0,58	1,0 2,7 0,50 0,61 3,0
¹¹⁶ Cd [11]	0,12	1,1
¹²⁸ Te [9] [10] [25] [26] [27] [28]	0,118 0,043 0,12 0,36	0,989 0,76 0,93 0,51 2,8

Table 7: Eléments de matrice nucléaire (calculs théoriques) (première partie).

Parent [réf.]	$M_{2\nu}$	$M_{0\nu}$
^{130}Te		
[9]	0,118	1,34
[10]		0,66
[25]	0,019	0,75
[27]		0,44
[28]	0,30	2,4
^{136}Xe		
[11]	0,06	0,80
[28]	0,139	1,11
^{150}Nd		
[11]	0,13	1,3
[25]	0,069	1,25
^{238}U		
[11]	0,32	1,6

Table 8: Eléments de matrice nucléaire (calculs théoriques) (seconde partie).

Notes concernant les références: les unités respectives de $M_{2\nu}$ et $M_{0\nu}$ sont $(m_e c^2)^{-1}$ et r_0^{-1} avec $m_e c^2 = 0,511$ MeV et $r_0 = 1,2$ fm.

[9] Modèle en couche: de la table 6(9), p. 455(460) pour le mode $\beta\beta 2\nu$:

$$M_{2\nu} = 2m_e c^2 \times |M_{GT}|^{[9]} / \langle E_n - E_i + W_0/2 \rangle$$

de p. 475: $\langle E_n - E_i + W_0/2 \rangle = 1,12$ MeV $A^{1/2}$

de la table 12, p. 462 pour le mode $\beta\beta 0\nu$, avec

$$M_{0\nu} = 2 \times r_0 \times |M_2 - M_1|^{[9]} \text{ (il y a deux calculs pour le } ^{48}\text{Ca)}$$

[10] QRPA: de la table 17, p. 111, $M_{0\nu} = 2 \times r_0 \times |M_{GT}^{0\nu}(1 - \chi_F)|^{[10]}$ pour le mode $\beta\beta 0\nu$ avec $g_{pp} \approx 1$ sauf pour le ^{100}Mo .

[11] RPA: $M_{0\nu}$, $M_{2\nu}$ calculé de la table 3.6, p. 167, des valeurs tabulées de $T_{1/2}$ ($\langle m_\nu c^2 \rangle = 1$ eV pour le mode $\beta\beta 0\nu$).

[18] Modèle en couche: $M_{2\nu}$ calculé de $M_{GT}^{[18]}$ comme dans [9]. $M_{2\nu} = m_e c^2 \times [M_{GT}^{2\nu}]^{[18]}$

[25] QRPA: de la table 1, p. 182, pour le mode $\beta\beta 2\nu$, résultat en limite inférieure; de la table 1, p. 190, pour le mode $\beta\beta 0\nu$, les deux modes avec $g_{pp} \approx 0,875$ (valeur la plus probable).

[26] QRPA: avec $g_{pp} = 0,875$ pour le ^{76}Ge et avec $g_{pp} = 0,82$ pour ^{128}Te .

[27] QRPA: $M_{0\nu}$ de la table 3a p. 622, $M_{0\nu} = |M_{GT}^{(0\nu)} \times (1 - \chi_F)| \times A^{-1/3} \times (1,25/1,1)$.

[28] QRPA: de la table I, p. 739, colonne (Pairing) pour le mode $\beta\beta 2\nu$. de la table II, p. 742, colonne (Pairing) pour le mode $\beta\beta 0\nu$, nous prenons:

$$M_{0\nu} = |M_{0\nu}|_{\text{Pairing}}^{[28]} \times A^{1/3} \times f_A^{-2} \text{ avec } f_A = 1,25.$$

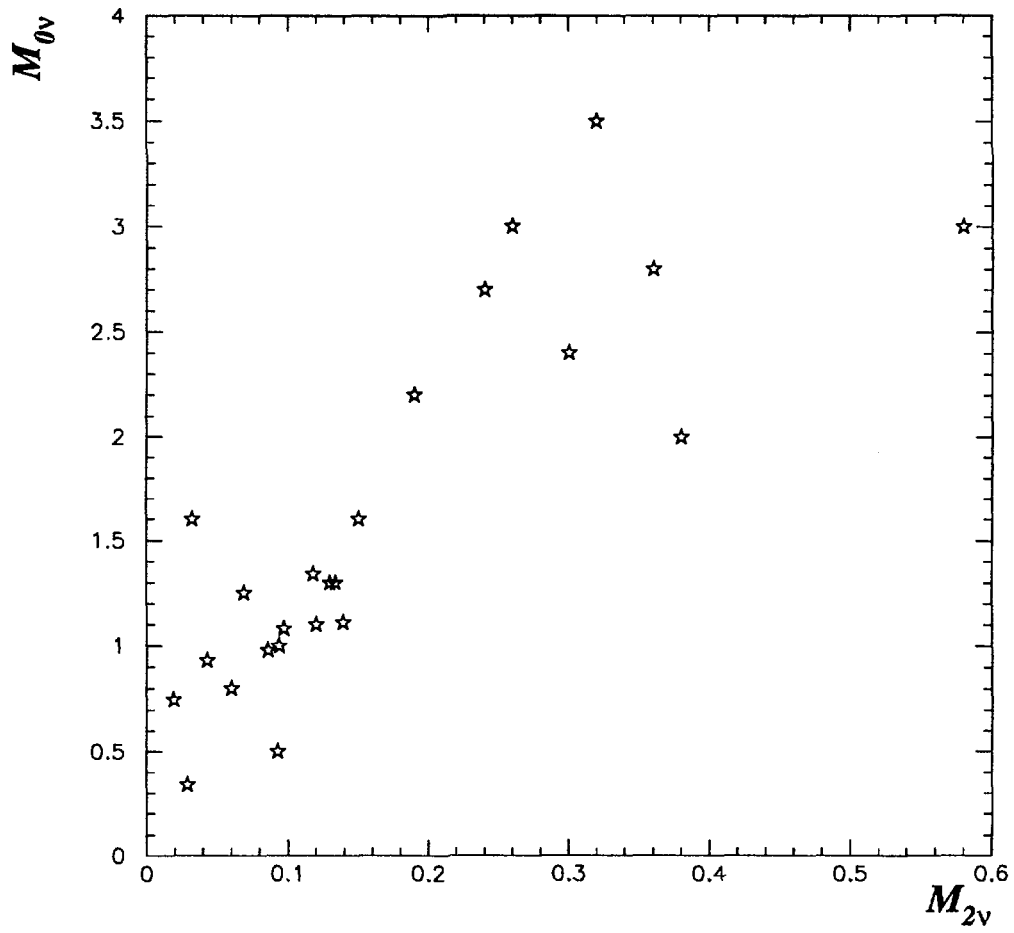


Figure 8: Calculs nucléaires des transitions $\beta\beta$.

Nous constatons que les périodes envisagées pour les transitions $\beta\beta$ sont extrêmement longues, comme attendu d'un processus du second ordre de l'interaction faible.

Une expérience $\beta\beta$ aura comme principale caractéristique de devoir détecter des événements très rares de basse énergie. Pour une durée de vie de 10^{23} années et pour une mole, on attendra 6 événements par an. Discutons des différentes possibilités de mise en évidence expérimentale des désintégrations $\beta\beta$.

Les premières investigations dans ce domaine ont été de nature géochimique ou radiochimique, puis d'autres expériences de type calorimétrique ont été effectuées. Plus récemment, certains groupes ont proposé des expériences permettant d'identifier les électrons émis. Nous présenterons la problématique expérimentale dans le cas d'un détecteur à trace de type NEMO 2 où la mesure de l'énergie déposée est moins bonne que dans un calorimètre. Le problème du bruit de fond ultime $\beta\beta 2\nu$ dans la recherche d'un signal $\beta\beta 0\nu$ est étudié en relation avec la résolution en énergie. Nous discutons également du bruit de fond induit par la radioactivité naturelle et de la nécessité d'un environnement spécifique pour ce type d'expérience (laboratoire souterrain).

4.1 Les différents types d'expériences $\beta\beta$

On distingue deux types de technique de mesure $\beta\beta$: les mesures indirectes, historiquement les plus anciennes et les mesures dites directes actuellement les plus compétitives.

4.1.1 Mesures indirectes

Le principe de ces expériences consiste à déterminer, dans un échantillon de minerai ancien riche d'un émetteur $\beta\beta$, l'abondance isotopique du descendant. On utilise différentes techniques comme la spectroscopie de masse ou l'analyse chimique pour mesurer l'excès de noyaux fils induit par les processus $\beta\beta$ dont on calcule ainsi la période résultante. C'est une expérience de ce type qui a apporté pour la première fois la preuve de l'existence des processus $\beta\beta$ ($\beta\beta 2\nu$). Ces mesures géochimiques (émetteurs ^{128}Te , ^{130}Te [29], ^{82}Se et ^{96}Zr) et radiochimiques (^{238}U) présentent toutefois certains inconvénients. En premier lieu, elles ne permettent pas de distinguer les différents modes $\beta\beta$, ce qui est un facteur particulièrement limitant pour rechercher le processus $\beta\beta 0\nu$, sauf si le processus $\beta\beta 2\nu$ est "défavorisé" par rapport au processus $\beta\beta 0\nu$ à la sensibilité escomptée (table 5, exemple du ^{128}Te). De plus, ce type d'analyse nécessite de connaître avec autant de précision que possible l'âge du minerai étudié et surtout la probabilité de création de l'isotope recherché selon des processus autres que la transition $\beta\beta$, par exemple la cosmogénèse. Les résultats obtenus [29] pour le ^{130}Te sont:

$$T_{1/2}^{\beta\beta} = (2,7 \pm 0,1) 10^{21} \text{ années}$$

et pour le ^{128}Te :

$$T_{1/2}^{\beta\beta} = (7,7 \pm 0,4) 10^{24} \text{ années}$$

De ce dernier résultat, on extrait une limite sur la masse effective du neutrino échangé dans le processus $\beta\beta\nu$:

$$\langle m_\nu c^2 \rangle < (1,1 - 1,5) \text{ eV}$$

Cette valeur est particulièrement compétitive au regard des limites obtenues par les mesures directes que nous présentons par la suite.

4.1.2 Mesures directes, les calorimètres

L'objectif principal (voire unique) de ces détecteurs est de déterminer l'énergie des processus $\beta\beta$. Les techniques employées sont issues de la spectroscopie bêta et gamma des noyaux.

La discrimination des différents processus $\beta\beta$ se fait d'après le spectre en énergie des événements. Plus la résolution en énergie est bonne, plus les différentes sources de bruits de fond sont identifiables et séparables de l'éventuel signal de transition $\beta\beta\nu$. C'est le cas avec les détecteurs à cristaux de germanium dont la résolution en énergie est de l'ordre du keV. Dans ce type d'expérience, la source et le détecteur ne font qu'un puisqu'on utilise le ^{76}Ge qui est un émetteur $\beta\beta$. Les expériences germanium donnent aujourd'hui les meilleures limites sur la masse effective du neutrino. Citons le résultat de l'expérience Heidelberg-Moscou [30] obtenue avec plusieurs cristaux de 1 kg de germanium enrichi:

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1,4 10^{24} \text{ années (90\%CL)}$$

et:

$$\langle m_\nu c^2 \rangle < 1,5 \text{ eV}$$

Cependant, pour gagner un ordre de grandeur en sensibilité sur $\langle m_\nu c^2 \rangle$, il est nécessaire d'augmenter typiquement la masse des sources de plusieurs ordres de grandeur ou bien de réduire le bruit de fond dans les mêmes rapports.

4.1.3 Détecteur à traces et identification des électrons

Ce type de détecteur permet d'identifier les électrons au moyen de chambres à fils (TPC, chambres à dérive) éventuellement couplées à un calorimètre (scintillateurs plastiques). La résolution en énergie est moins bonne qu'avec des détecteurs purement calorimétriques, mais l'identification des particules et de la topologie des événements détectés fournit des informations supplémentaires pour éliminer les bruits de fond, essentiellement la radioactivité naturelle de la source et du détecteur.

Le détecteur utilisé par la collaboration Caltech-PSI-Neuchâtel est une TPC dont le mélange gazeux (xénon+ méthane) est enrichi en ^{136}Xe , émetteur $\beta\beta$. Dans ce cas, la source et le détecteur sont confondus.

D'autres détecteurs sont basés sur le principe d'une source fine placée au centre d'une chambre à fils; l'énergie est alors mesurée par des calorimètres placés autour

du détecteur de traces. Un des avantages de ces détecteurs plus universels réside dans leur capacité à étudier différents noyaux émetteurs $\beta\beta$. C'est le cas des expériences NEMO 2 et NEMO 3.

4.2 Les bruits de fond dans l'expérience NEMO

4.2.1 La radioactivité naturelle et le rayonnement cosmique

Du seul point de vue énergétique, les événements recherchés risquent de se confondre avec ceux issus de la radioactivité naturelle ou engendrés par le rayonnement cosmique.

Il est difficile d'envisager une expérience $\beta\beta$ en surface à cause du flux important de muons, d'électrons et neutrons du rayonnement cosmique secondaire. En effet, ce flux cosmique entraîne dans un détecteur situé au niveau de la mer un grand nombre d'interactions d'énergies et de topologies variées. Il y a donc lieu de se protéger au mieux de ces rayonnements en plaçant le détecteur sous terre et à grande profondeur. Dans le Laboratoire Souterrain de Modane (LSM, chapitre II), le flux est réduit d'environ six ordres de grandeur.

D'autre part, le domaine d'énergie qui nous intéresse ici se trouve dans la région de la radioactivité naturelle (ou artificielle) puisque les émetteurs $\beta\beta$ ont un $Q_{\beta\beta} \leq 4,271$ MeV (voir table 2). Cette radioactivité, même à un niveau très faible, peut engendrer un bruit de fond important par rapport aux processus très rares étudiés. La raie gamma de plus haute énergie émise dans une décroissance radioactive naturelle est celle du ^{208}Tl ($E_\gamma = 2,614$ MeV). Un critère de faisabilité retenu pour choisir un émetteur $\beta\beta$ est qu'il ait un $Q_{\beta\beta}$ supérieur à l'énergie de ce γ du ^{208}Tl . On s'affranchit ainsi d'une partie du bruit de fond de la radioactivité naturelle à basse énergie.

Dans le cas d'une expérience $\beta\beta$ avec le ^{100}Mo ($Q_{\beta\beta} = 3,034$ MeV), on envisage trois origines de bruit de fond pour la $\beta\beta 0\nu$: le ^{208}Tl , le ^{214}Bi et les neutrons de fission présents dans l'environnement.

L'isotope ^{208}Tl présent dans la chaîne du ^{232}Th se désintègre par processus bêta ($Q_\beta \leq 2,378$ MeV), processus qui est toujours accompagné par l'émission d'un gamma de 2,614 MeV. Il est donc possible à ce noyau de simuler un processus $\beta\beta$ dans la région énergétique de 3 MeV.

Le ^{214}Bi ($Q_\beta \leq 3,27$ MeV) peut également contribuer au bruit de fond à 3 MeV, dans le cas le plus probable où l'émission β s'accompagne d'un photon gamma.

Enfin, les neutrons de fission issus de la roche environnant le dispositif expérimental (situé sous terre) peuvent, par capture dans l'environnement du détecteur ou dans le détecteur lui-même produire des γ de haute énergie (jusqu'à 8 MeV).

Tout matériau contient des traces de nombreux isotopes radioactifs des chaînes radioactives naturelles mais aussi venant de possibles contaminations artificielles. Dans une expérience $\beta\beta$, la pureté des sources utilisées doit être tout particu-

lièrement étudiée. Il est nécessaire de sélectionner les matériaux utilisés dans la construction du dispositif expérimental en ce qui concerne leur contamination en radionucléides. Les techniques de spectroscopie γ avec des détecteurs à cristaux de germanium permettent aujourd'hui de mesurer de très faibles radioactivités (typiquement 1 à 100 mBq/kg) et de sélectionner les matériaux. Signalons que de tels détecteurs doivent également être placés en site souterrain [31].

Il est évident que le processus permis $\beta\beta 2\nu$ est encore plus perturbé par les bruits de fond de radioactivité naturelle et artificielle (^{40}K , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{235}U , descendants du ^{238}U et du ^{232}Th), puisqu'attendu à des énergies de l'ordre du MeV. Ceci peut constituer une difficulté pour déterminer la période du processus permis et par conséquent gêner l'estimation correcte de sa contribution au bruit de fond de la $\beta\beta 0\nu$.

4.2.2 Bruit de fond ultime au processus $\beta\beta 0\nu$: la $\beta\beta 2\nu$

Le spectre en énergie des électrons émis lors du processus $\beta\beta 0\nu$ se confond avec la fin du spectre pour le processus $\beta\beta 2\nu$. Dans le cas d'une technique de mesure pour laquelle la résolution en énergie typique est de 5 à 20%, la $\beta\beta 2\nu$ constitue un bruit de fond important qu'il est par principe impossible d'éliminer totalement.

Pour illustrer l'importance de la résolution en énergie, nous étudions la variation de l'interférence de la $\beta\beta 2\nu$ avec la $\beta\beta 0\nu$ en fonction de la précision de la mesure calorimétrique.

Le détecteur est supposé idéal:

- l'efficacité aux processus $\beta\beta$: $\varepsilon = 100\%$,
- il n'y a pas de perte d'énergie des électrons,
- la source $\beta\beta$ est une source de ^{100}Mo ($Q_{\beta\beta} = 3034$ keV) de $n = 10$ moles,
- il n'y a aucune source de bruit de fond à la $\beta\beta 0\nu$ autre que la $\beta\beta 2\nu$,
- le temps de prise de données est: $t = 3$ ans,
- la demi-vie du processus $\beta\beta 2\nu$ de $T_{1/2}^{2\nu} = 10^{19}$ ans [32] [33].

Dans ces conditions, le nombre d'événements $\beta\beta 2\nu$ détectés dans cette expérience s'élève à:

$$N^{2\nu} = n \times N_A \times \ln 2 \times \varepsilon \times \frac{t}{T_{1/2}^{2\nu}} = 1,252 \cdot 10^6$$

avec N_A le nombre d'Avogadro.

En supposant que la dispersion en énergie lors de la mesure obéisse à une loi normale, on calcule la proportion p d'événements $\beta\beta 2\nu$ qui sont détectés dans une fenêtre en énergie centrée sur le signal $\beta\beta 0\nu$. Cette fenêtre est définie de telle façon qu'elle contienne 95% des éventuels événements $\beta\beta 0\nu$, soit $\pm 2\sigma$ autour de $Q_{\beta\beta}$ (figure 9). Les calculs sont effectués en convoluant le spectre de l'énergie initiale des électrons du processus $\beta\beta 2\nu$ par une dispersion expérimentale.

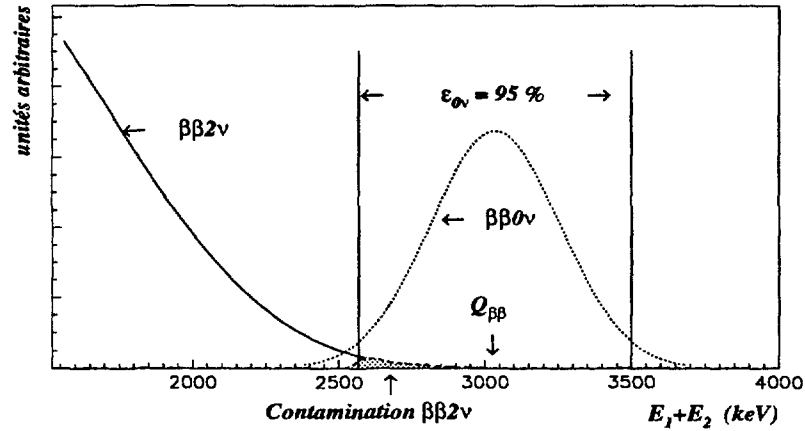


Figure 9: Fenêtre à haute énergie autour de la $\beta\beta 0\nu$: cas du ^{100}Mo .

tale de forme gaussienne. On exprime la résolution en énergie en fonction de x :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{x \text{ \%}}{E^{1/2}}$$

où

- x est la résolution à 1 MeV (en %),
- E et ΔE sont ici exprimées en MeV,
- ΔE est la largeur à mi-hauteur de la loi normale.

On étudie la variation de la proportion p de la contamination avec le paramètre x . La figure 10 présente cette variation pour des valeurs réalistes de x dans le cas d'un détecteur de type NEMO.

Nous pouvons comparer deux détecteurs idéaux D_1 et D_2 de résolutions différentes telles que $x_1 = 10$ et $x_2 = 20$. Les nombres d'événements $\beta\beta 2\nu$ attendus dans la fenêtre en énergie pour les deux détecteurs D_1 et D_2 sont respectivement:

$$N_1^{2\nu, fen.} = N^{2\nu} \times p_1 \quad \text{et} \quad N_2^{2\nu, fen.} = N^{2\nu} \times p_2$$

avec $p_1 = 6,7 \cdot 10^{-6}$ et $p_2 = 3,0 \cdot 10^{-4}$, on obtient:

$$N_1^{2\nu, fen.} = 8,4 \text{ événements} \quad \text{et} \quad N_2^{2\nu, fen.} = 376 \text{ événements}$$

En supposant que l'on observe expérimentalement dans la fenêtre en énergie respectivement 8 et 376 événements avec les détecteurs D_1 et D_2 - ce qui constitue une hypothèse raisonnable - on peut déduire une limite supérieure au nombre

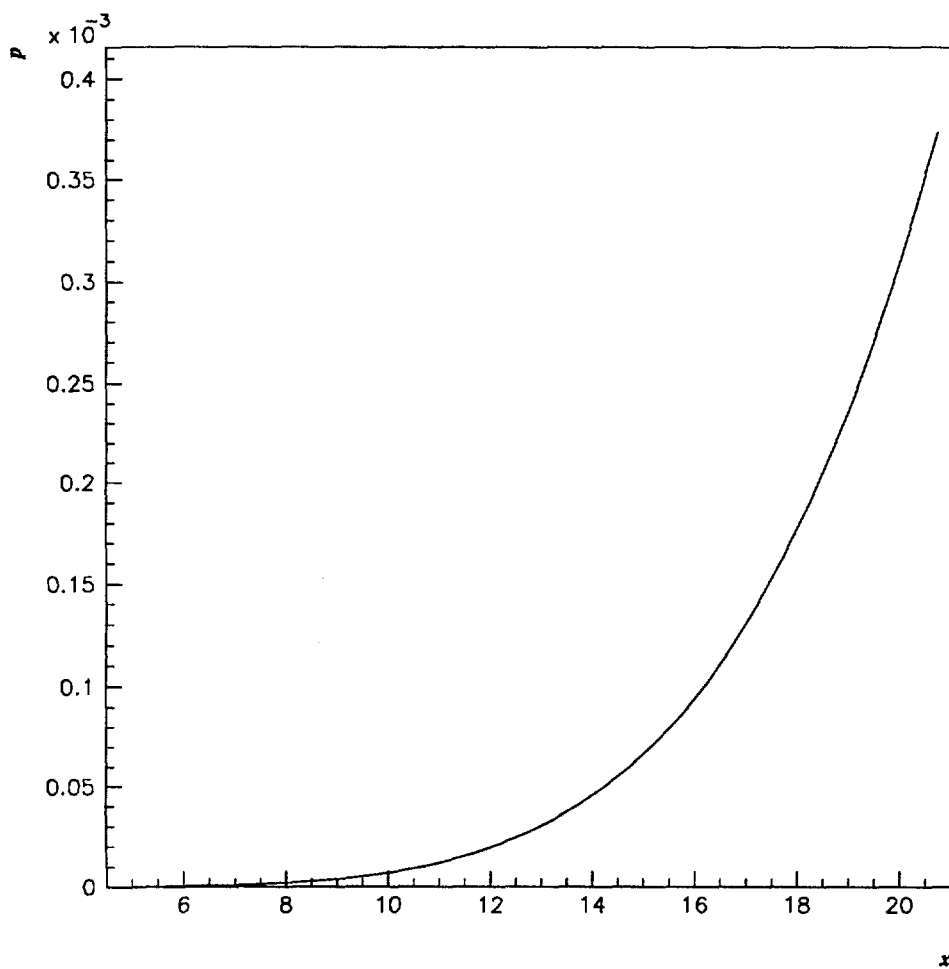


Figure 10: Variation de la proportion p de signal $\beta\beta 2\nu$ dans la fenêtre à haute énergie en fonction de la résolution en énergie x .

d'événements $\beta\beta 0\nu$ dans les deux expériences [2]. On obtient typiquement, avec le niveau de confiance dans les deux expériences:

$$N_1^{0\nu, fen.} < 6 \text{ événements} \quad \text{et} \quad N_2^{0\nu, fen.} < 40 \text{ événements}$$

On calcule alors des limites inférieures sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ pour les deux dispositifs (on prend ici une efficacité $\beta\beta 0\nu$ dans la fenêtre en énergie de 95%). Pour D₁, on a:

$$T_{1/2}^{0\nu} > 2 \cdot 10^{24} \text{ années}$$

pour D₂:

$$T_{1/2}^{0\nu} > 3 \cdot 10^{23} \text{ années}$$

On voit ici que le gain d'un facteur 2 sur la résolution en énergie améliore typiquement la sensibilité à la $\beta\beta 0\nu$ de presque un ordre de grandeur.

Pour un détecteur de type NEMO 2, la résolution en énergie est donc un problème essentiel qui concerne la réduction du bruit de fond de la $\beta\beta 0\nu$.

On estime donc la sensibilité à la masse effective du neutrino (exprimée en eV) par la relation:

$$\langle m_\nu c^2 \rangle < 511000 \times \left(\frac{\ln 2}{T_{1/2, lim.}^{0\nu} a_{0\nu} F_{0\nu} |M_{0\nu}|^2} \right)^{1/2}$$

Avec $M_{0\nu} = [0,5 - 3,0]$ pour le ^{100}Mo dans la table 7, on obtient des niveaux de sensibilité à $\langle m_\nu c^2 \rangle$ pour D₁ et D₂ respectivement de:

$$\langle m_\nu c^2 \rangle_1 < [0, 12 - 0, 70] \text{ eV} \quad \text{et} \quad \langle m_\nu c^2 \rangle_2 < [0, 3 - 1, 8] \text{ eV}$$

Ceci suppose que le seul bruit de fond soit celui induit par la $\beta\beta 2\nu$.

5 Conclusion

Les expériences $\beta\beta$ les plus performantes de l'actuelle génération sont sensibles à une masse effective du neutrino de quelques eV. Pour améliorer cette sensibilité d'un ordre de grandeur, il est nécessaire aussi bien d'augmenter la masse de source que de réduire le niveau du bruit de fond. Avec le détecteur idéal envisagé précédemment, nous avons constaté qu'il était possible d'atteindre une sensibilité de quelques 0,1 eV dans le cas du ^{100}Mo .

Références

- [1] S. Weinberg, Phys. Lett. **19** (1967) 1264-1266.
A model of leptons.
- [2] Particle Data Group, Phys. Rev. **D50** (1994).
Review of Particle Properties.
- [3] P. Renton, (Cambridge University Press, 1990).
Electroweak interactions, an introduction to the physics of quarks and leptons.
- [4] B. Kayser, World Scientific Lecture Notes in Physics **Vol. 25** (1986).
The physics of massive neutrinos.
- [5] F. Simkovic et al., Zeit. Phys. A - Hadrons and Nuclei, **341** (1992) 193-199.
 $2\beta 0\nu$ -decay mediated by heavy Majorana neutrinos and nucleon weak magnetism and pseudoscalar coupling.
- [6] E. J. Konopinsky, (Oxford at the Clarendon Press, 1966).
The theory of beta radioactivity.
- [7] M. Doi et al., Progress of theoretical Physics suppl., **83** (1985).
Double beta decay and Majorana neutrino.
- [8] J. D. Vergados, Physics reports, **133** vol. 1,2 (1986) 50.
The neutrino mass and family, lepton and baryon number, non-conservation in gauge theories.
- [9] W.C. Haxton and G.J. Stephenson, Prog. Part. Nucl. Phys. **12** (1984) 409.
Double-beta decay.
- [10] T. Tomoda, Rep. Prog. Phys. **54** (1991) 53.
Double beta decay.
- [11] H. V. Klapdor and K. Grotz, (Adam Hilger Editions ,1990).
Weak Interaction in Nuclear, particles and astrophysics.
- [12] W. H. Furry, Phys. Rev. **56** (1939) 1184-1193.
Transition probabilities in double β -disintegration.
- [13] M. Goepfert-Mayer, Phys. Rev. **48** (1935) 512-516.
Double β -disintegration.

- [14] A.H. Wapstra et G.Audi, Nucl. Phys. **A432** (1985) 55-139.
Atomic mass evaluation (II).
- [15] L. Wolfenstein, Séminaire LAL, Orsay (1986).
- [16] M. Doi et al., Phys. Rev. **C37** 2104-2120.
Approximations for double beta decay formulas.
- [17] F. Mauger, rapport de stage de DEA, non publié (1992).
Double désintégration β , étude du bruit de fond $\beta\beta 2\nu$ dans un éventuel signal $\beta\beta 0\nu$.
- [18] E. Caurier, A. Poves and A.P. Zuker, Phys. Lett. **B252** (1990) 13.
A full $0\hbar\omega$ description of the $2\nu\beta\beta$ decay of ^{48}Ca .
- [19] T. Tsuboi et al., Phys. Lett. **B143** (1984)293-296.
Double beta decay nuclear matrix element of ^{48}Ca .
- [20] H.V. Klapdor et al., Phys. Lett. **B142** (1984)323-328.
Calculation of double beta decay of ^{76}Ge , ^{82}Se , $^{128,130}\text{Te}$.
- [21] K. Grotz et al., Phys. Lett. **B153** (1985)1-4.
The neutrino mass from double beta decay.
- [22] K. Grotz et al., Phys. Lett. **B157** (1985)242-246.
Predictions of 2ν and 0ν double beta decay rates for nuclei with $A \geq 70$.
- [23] O. Civitarese et al., Phys. Lett. **B194** (1987)11-14.
Suppression of the two-neutrino double beta decay.
- [24] K. Muto et al., Phys. Lett. **B201** (1988)420-424.
Calculation of 2ν double beta decay of ^{76}Ge , ^{82}Se , $^{128,130}\text{Te}$.
- [25] K. Muto, E. Bender and H. V. Klapdor, Zeit. fur Phys. **A334** (1989) 177-186, 187-194.
Effects of ground-state correlations on two-neutrino double beta decay rates and limitations of the QRPA approach.
Nuclear structure effects on the neutrinoless double beta decay.
- [26] S. Stoica and W.A. Kaminski, Phys. Rev. **C47** (1993) 867.
Gamov-Teller matrix elements for two-neutrino double beta decay within a second quasi-random-phase approximation.

- [27] G. Pantis, A. Faessler, W.A. Kaminski and J.D. Vergados, *J. Phys.* **G18** (1992) 605.
Description of the zero-neutrino double beta decay of ^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{100}Mo , $^{128,130}\text{Te}$.
- [28] J. Engel, P. Vogel and M.R. Zirnbauer, *Phys. Rev.* **C37** (1988) 731.
Nuclear structure effects in double beta decay.
- [29] T. Bernatowicz et al., *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992)2341-2344.
Neutrino mass limits from a precise determination of $\beta\beta$ -decay rates of ^{128}Te and ^{130}Te .
- [30] A. Balysh et al., *Phys. Lett.* **B283** (1992)32-36.
The Heidelberg-Moscow double beta decay experiment with enriched ^{76}Ge , First results.
- [31] CEA, CNRS, (CEA-DSM/IN2P3-CNRS, 1991).
Laboratoire Souterrain de Modane.
- [32] H. Ejiri et al., *Phys. Lett.* **B258** (1991)17-23.
Double beta decay of ^{100}Mo .
- [33] D. Dassié et al., *Phys. Rev.* **D51** (1995)2090.
Two-neutrino double beta decay measurement of ^{100}Mo .

Chapitre II

L'expérience NEMO 2

1 Introduction

La collaboration NEMO s'est fixé comme objectif la construction d'un détecteur capable de mesurer la période de transition $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo au niveau de 10^{25} années, ce qui correspond à une sensibilité à la masse effective du neutrino de quelques 0,1 eV. Depuis 1988 [1], deux détecteurs prototypes ont été construits par cette collaboration et ont permis de mettre au point les techniques expérimentales: fonctionnement du détecteur de traces, identification des particules gamma et des électrons, mesure de temps et d'énergie; analyse, mesure et réduction des bruits de fond.

Construit en 1989, le détecteur prototype NEMO 1 [2] consistait en un ensemble de 64 cellules Geiger - 8 plans parallèles de 8 cellules - et 4 modules calorimétriques (scintillateur+ photomultiplicateur) dans un support de cuivre de $0,1 \text{ m}^3$, le tout enfermé dans un blindage (figure 1). Les études menées par la collaboration avec ce prototype de première génération ont montré la faisabilité d'une expérience basée sur la reconnaissance et la mesure d'électrons d'énergie dans l'intervalle [100 keV- 3 MeV].

Le détecteur NEMO 2 construit en 1990 (figure 2 et [3]) est une extrapolation d'un facteur 10 de NEMO 1 (640 cellules Geiger et 128 photomultiplicateurs dans 1 m^3). Il est décrit dans ce chapitre. De 1991 à 1995, plusieurs phases d'acquisition de données avec NEMO 2 et différentes sources $\beta\beta$ ont permis de mener des études de bruits de fond mais aussi de mesurer la période de la transition $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo [4] (molybdène naturel et molybdène enrichi en ^{100}Mo en phases 1, 2, 3, 4; cadmium ^{116}Cd en phase 5). Ce mémoire se rapporte aux phases 3 et 4 (Décembre 1992 à Mai 1994).

Le détecteur "grandeur réelle" NEMO 3 (6000 cellules Geiger et 1500 photomultiplicateurs (PM) dans 30 m^3 , figure 3 et [5]), projet d'expérience accepté en 1994, est actuellement en cours de construction dans les laboratoires de la collaboration. Sa construction et sa mise au point dureront environ 5 années, la prise de données nécessitera plusieurs années.

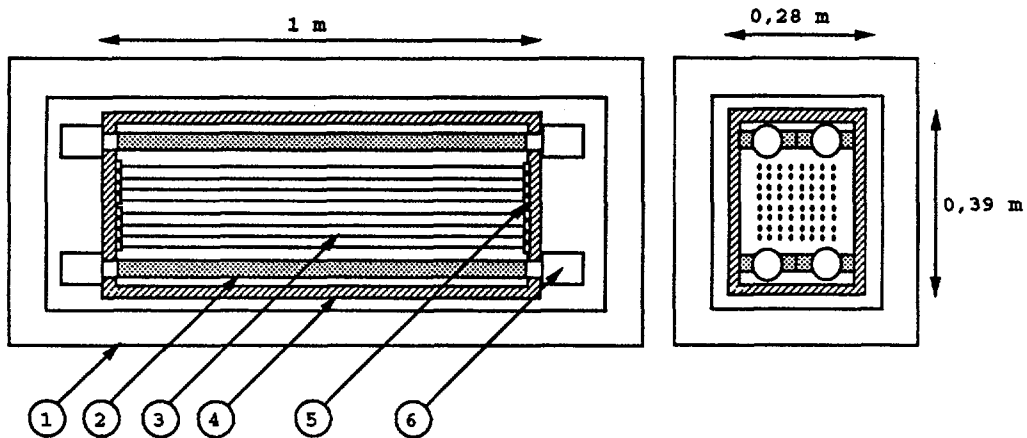


Figure 1: Le détecteur prototype NEMO 1: (1) blindage, (2) scintillateur plastique, (3) fils des cellules Geiger, (4) paroi de cuivre (épaisseur 1 cm), (5) anneau cathodique, (6) photomultiplicateurs.

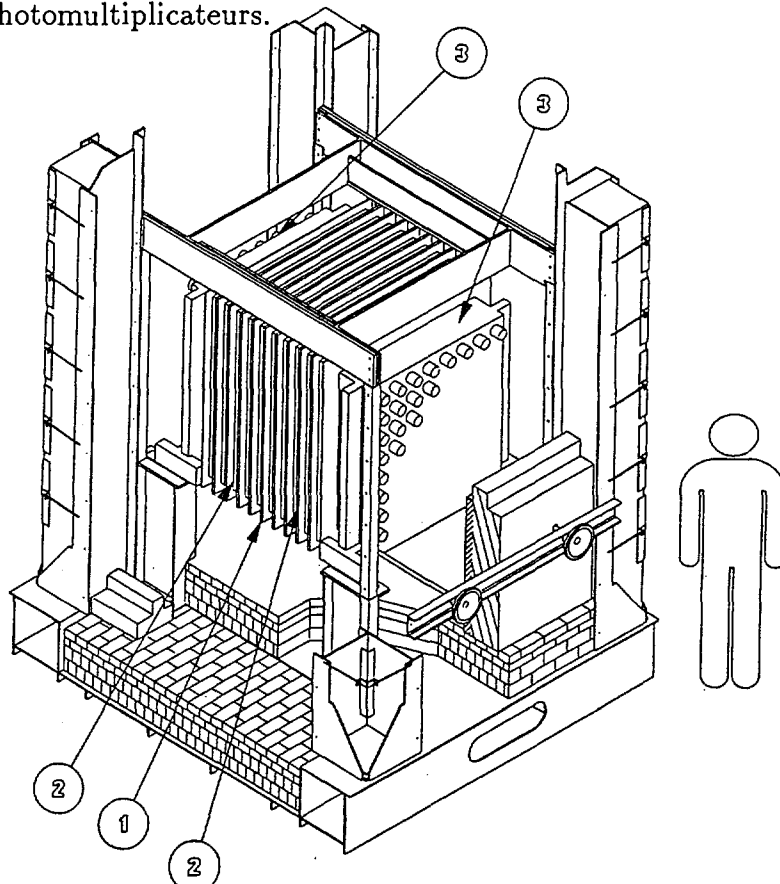


Figure 2: Le détecteur prototype NEMO 2: (1) cadre central supportant la peau-source, (2) détecteur de traces (10 cadres de 2×32 cellules Geiger chacun), (3) murs de scintillateur (8×8 photomultiplicateurs). Le blindage n'est pas montré en entier.

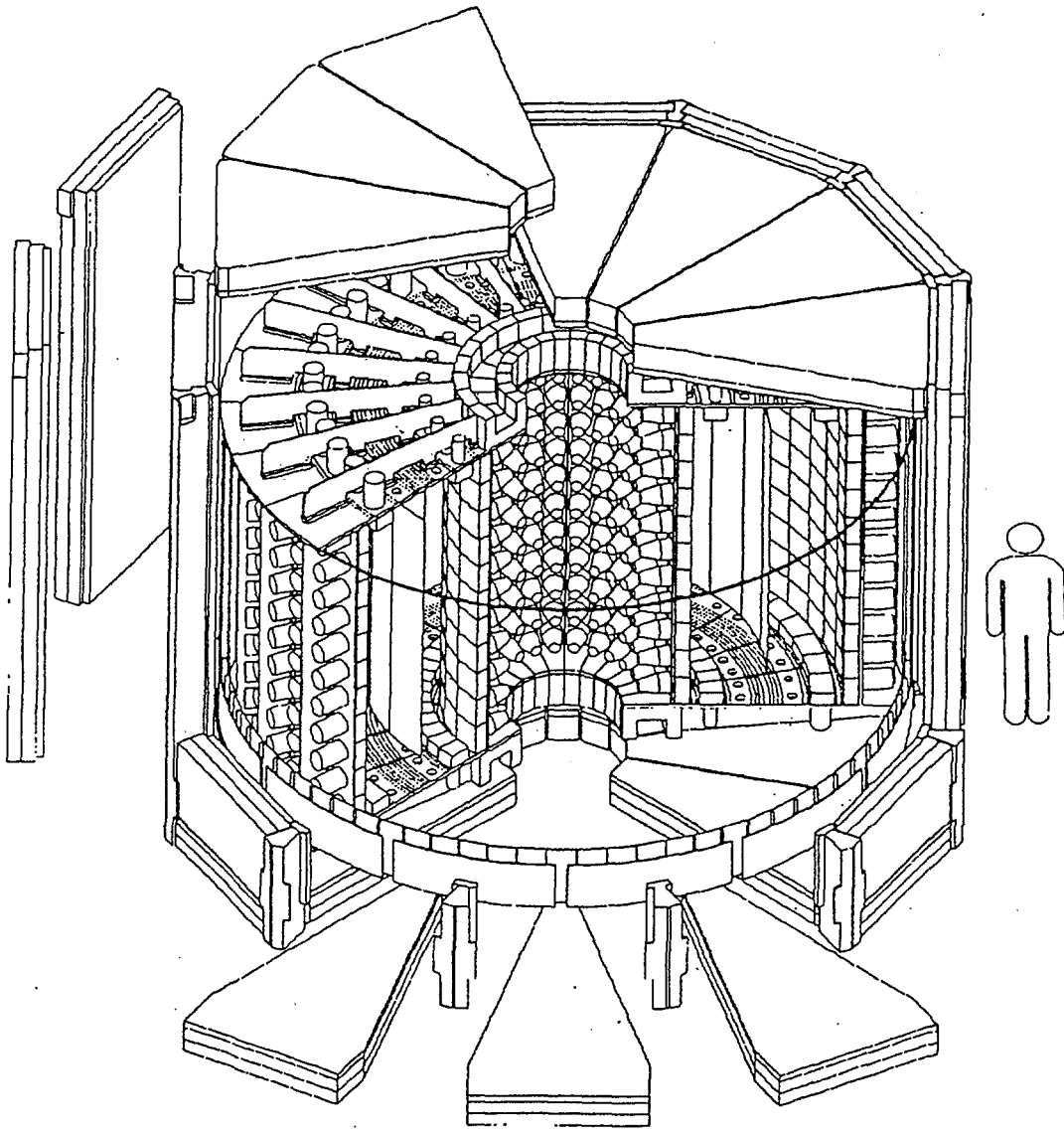


Figure 3: Vue générale du détecteur NEMO 3 avec son blindage: la peau-source est disposée verticalement entre deux murs calorimétriques cylindriques. Les fils (verticaux) des cellules Geiger emplissant la chambre ne sont pas montrés.

2 Le détecteur NEMO 2

Les contraintes imposées à l'expérience NEMO 2 sont:

- l'identification des électrons émis par la source $\beta\beta$ et la reconstruction de leur trajectoire dans le détecteur.
- la mesure de l'énergie des particules identifiées.
- la mesure du temps de vol de ces particules.
- un niveau de bruit de fond très faible du détecteur et de son environnement (radioactivité naturelle et rayonnement cosmique).
- la possibilité d'étudier plusieurs émetteurs $\beta\beta$.

Le détecteur (figure 4) est constitué d'un volume de détection des particules chargées au centre duquel une source $\beta\beta$ est placée sous la forme d'une peau mince métallique (environ 40 μm) de surface proche de 1 m^2 . De part et d'autre de ce dispositif sont disposés deux murs de scintillateurs permettant une mesure d'énergie ainsi qu'une mesure de temps. L'ensemble est placé à l'intérieur d'un blindage de fer et de plomb, dans la grande salle du Laboratoire Souterrain de Modane (LSM(Fréjus), [6]). Les matériaux constituant le détecteur ont été sélectionnés pour leur faible radioactivité.

2.1 Le Laboratoire Souterrain de Modane

Le Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) est situé sous le pic du Fréjus à 1800 m sous la roche (4800 mètres équivalent eau). Le flux de muons par rapport au niveau de la mer est réduit d'un facteur 10^6 , soit 4 muons/ m^2 /jour.

La zone expérimentale du laboratoire est principalement constituée de la grande salle et d'une salle plus petite, la salle de spectroscopie gamma (figure 5). La grande salle occupe une surface au sol d'environ 200 m^2 pour une hauteur de plafond d'une dizaine de mètres. La ventilation de l'atmosphère du laboratoire est couplée à celle de l'exploitation commerciale du tunnel routier du Fréjus. Le débit d'air neuf injecté dans le laboratoire est typiquement de 5000 m^3/h quand la ventilation fonctionne normalement. Le débit de circulation interne de l'air est de 18000 m^3/h [7]. En régime normal, le renouvellement de l'air permet l'évacuation des gaz nocifs s'accumulant dans la cavité. Pour l'expérience NEMO et les autres expériences mesurant les faibles radioactivités sur le site, le radon dégazé par la roche constitue un bruit de fond potentiel gênant; il est en grande partie évacué du laboratoire grâce au système de ventilation. Pendant le mois de Février 1993 (durant la phase 3 de l'expérience NEMO 2), le laboratoire n'a pas été ventilé en raison de travaux; le radon s'est accumulé à un niveau relativement important.

2.2 Le détecteur de traces

Le détecteur de traces est constitué de 10 cadres de cuivre supportant chacun 64 cellules Geiger d'une longueur de 1 m et d'un diamètre de 32 mm. Chaque cadre

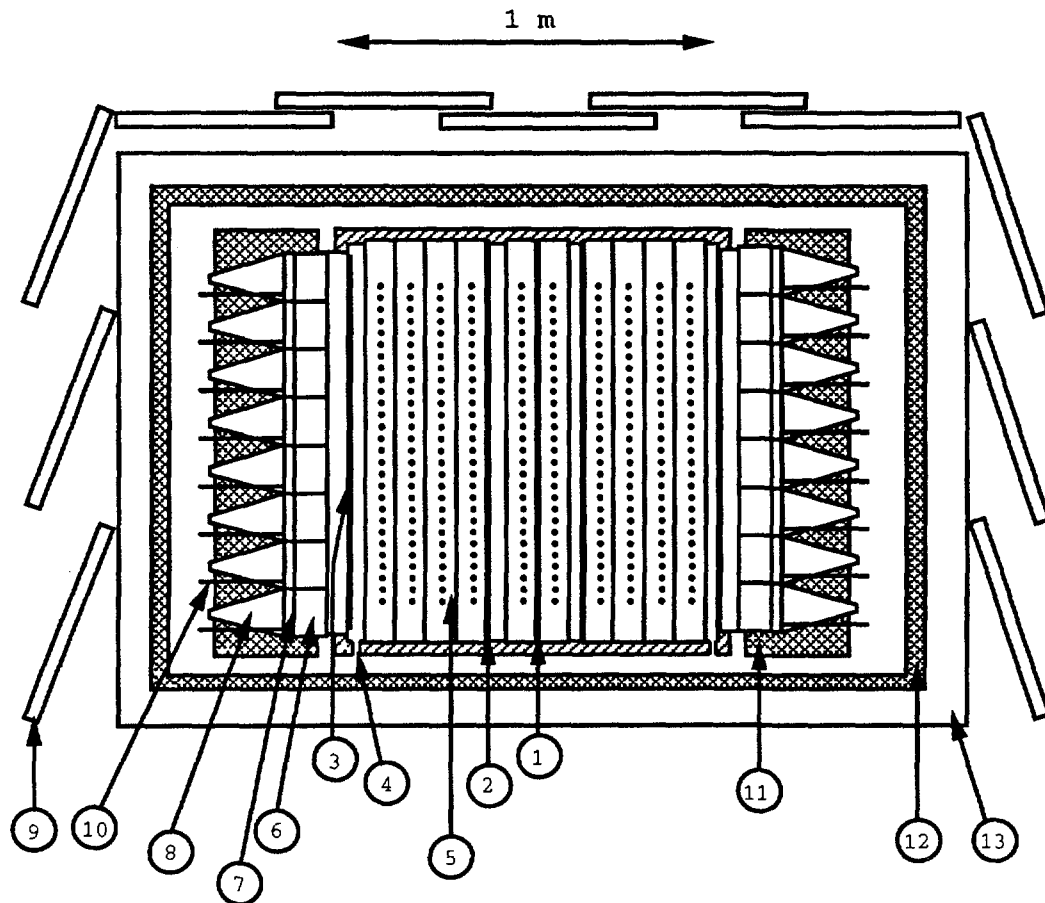


Figure 4: Schéma de NEMO 2 (phases 1,2 et 3): (1) peau-source centrale, (2) fenêtre de mylar aluminisé ($36 \mu\text{m}$), (3) fenêtre interne de mylar aluminisé ($2,5 \mu\text{m}$), (4) injection du gaz, (5) cellules Geiger pour la détection des particules chargées, (6) scintillateur plastique, (7) scintillateur CSI, (8) photomultiplicateur, (9) scintillateur pour le marquage des cosmiques (pas utilisé), (10) fibre optique pour la calibration laser, (11) blindage de plomb des PM, (12) blindage général de plomb (5 cm), (13) blindage général de fer (20 cm).

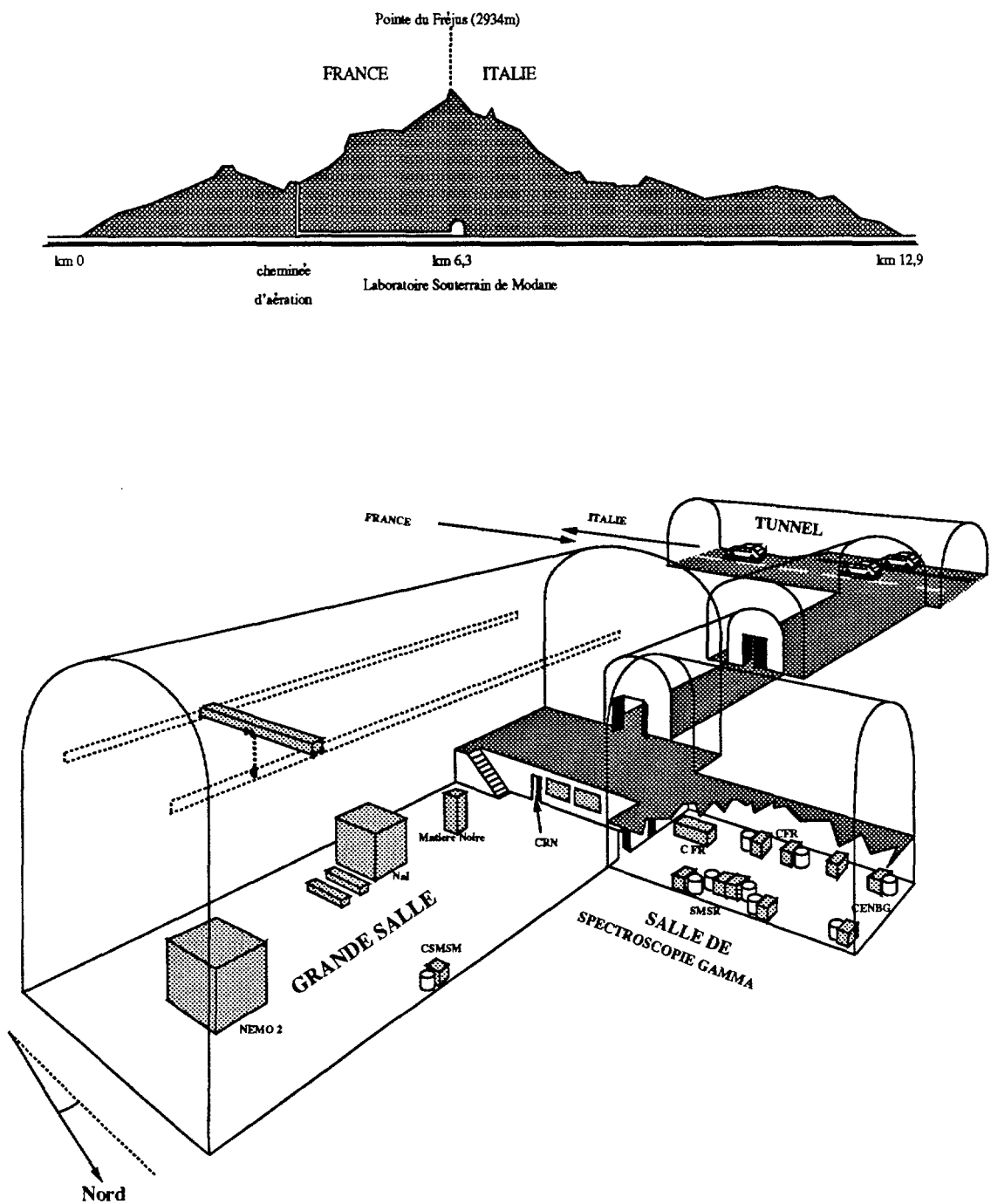


Figure 5: Le Laboratoire Souterrain de Modane.

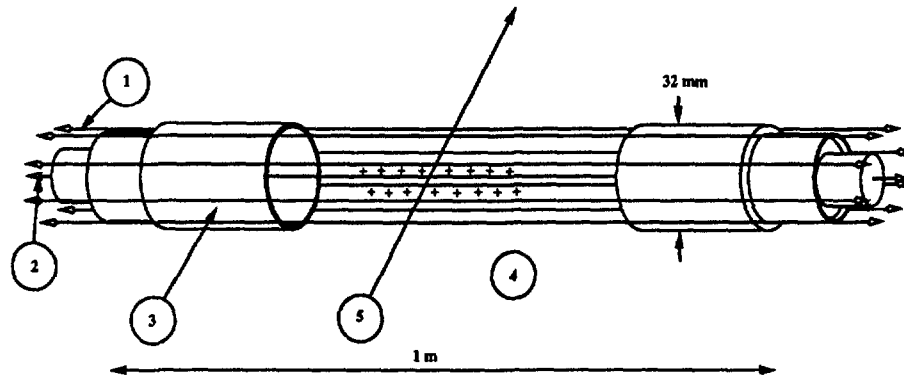


Figure 6: Une cellule Geiger de NEMO 2: (1) 8 fils de masse, diamètre $100 \mu\text{m}$, longueur = 1 m, (2) fil anodique central, diamètre $100 \mu\text{m}$, longueur = 1 m, tension = +1900 V, (3) anneau cathodique, (4) hélium gazeux + 4% alcool éthylique, pression $\simeq 890 \text{ mbar}$, (5) particule traversant la cellule et charges induites.

contient 32 cellules verticales et 32 cellules horizontales.

Chaque cellule Geiger est constituée d'un fil anodique central de nickel de $100 \mu\text{m}$ de diamètre entouré de 8 fils de masse également en nickel et de même diamètre que le fil anodique (figure 6).

Le fonctionnement en régime Geiger est assuré par application d'une tension de 1900 V (largeur du plateau Geiger: 300V). Le gaz utilisé dans cette chambre à fils est un mélange d'hélium avec 4 % d'alcool éthylique (en fraction molaire) à la pression atmosphérique du LSM (environ 890 mbar) dont la densité moyenne est de $(0,20 \pm 0,01) \text{ mg/cm}^3$. Le rôle de l'alcool consiste à limiter les redéclenchements entre cellules voisines en absorbant le rayonnement X issu du plasma et en neutralisant les ions positifs résultant de l'ionisation. Un électron traversant une cellule ionise le gaz en éjectant en moyenne 6 électrons par cm. Ces électrons primaires se propagent dans le gaz vers le fil anodique à une vitesse de 1 à 2 cm/ μs . Le temps de dérive est utilisé pour mesurer la position transverse de la trajectoire de l'électron sur la cellule avec une précision typique de 0,5 mm; le temps de montée du signal en régime Geiger de l'ordre de quelques nanosecondes permet d'obtenir une bonne référence en temps.

En régime Geiger, une avalanche se développe longitudinalement au voisinage de l'anode, le plasma se propage à la vitesse de 7 cm/ μs . La propagation de l'avalanche dépend fortement du champ électrique et donc de la tension appliquée. A chaque extrémité de la cellule Geiger sont disposés des anneaux de cuivre permettant de détecter par influence l'arrivée du plasma. Une mesure en temps permet de déterminer la position longitudinale de la trajectoire électronique sur la cellule avec une résolution de 5 mm. L'efficacité des cellules a été estimée proche de 100 % par une série de mesures réalisées en surface (LAL-Orsay) avec

les muons du rayonnement cosmique.

Deux fenêtres de mylar aluminisé de 36 μm d'épaisseur sont placées aux extrémités de la chambre à fils et limitent le volume de gaz. Les murs de scintillateurs sont placés à 2 cm derrière ces fenêtres et sont isolés de l'hélium. A l'intérieur du blindage, l'air présent entre les peaux de mylar et les murs calorimétriques est en permanence ventilé afin d'éviter une accumulation d'hélium à proximité des PM. Le blindage n'est donc pas hermétiquement isolé de l'atmosphère de la salle d'expérience. Ceci implique que le radon ambiant puisse atteindre le détecteur, par exemple au niveau des fenêtres de mylar.

Le gaz emplissant la chambre à fils de NEMO 2 est constamment renouvelé par injection de mélange neuf hélium+alcool avec un débit de 15 l/h. Ceci assure une élimination de l'oxygène et de l'eau qui peuvent limiter les phénomènes d'avalanche en piégeant les électrons d'ionisation primaire. Cette ventilation interne permet également d'évacuer le radon qui pourrait éventuellement diffuser à l'intérieur de la chambre à fils, au travers des fenêtres de mylar ou au niveau de joints sur la structure de la chambre.

De part et d'autre de la source située au milieu de la chambre, deux peaux de mylar aluminisé (2,5 μm d'épaisseur) sont placées entre le premier cadre et le second cadre en partant de la source vers l'extérieur du détecteur. Il était envisagé à l'origine un fonctionnement en régime proportionnel de ces deux cadres afin de mesurer l'énergie déposée par les particules α émises dans la désintégration du ^{214}Po , signant ainsi une contamination en ^{214}Bi de la peau; il était donc nécessaire d'isoler ces cadres fonctionnant avec des tensions différentes. Cette option n'a pas été utilisée, toutefois ces deux peaux ont été maintenues car elles pouvaient jouer le rôle de surface-piège pour les descendants du radon éventuellement présents dans la chambre.

2.3 Le calorimètre

Le calorimètre est constitué de deux murs verticaux de scintillateurs placés parallèlement à la source de part et d'autre du détecteur de traces. Pour les trois premières phases d'acquisition de NEMO 2, chaque mur d'environ 1 m² est constitué de 64 modules de détection (8 \times 8). Un module de détection compte:

- un bloc de scintillateur plastique NE110 de 12 \times 12 cm² et de 20 mm d'épaisseur (détection des électrons par ionisation et des gamma par effet Compton puis ionisation des électrons résultants),
- un bloc de scintillateur CsI(Na) de même section et d'épaisseur 2,5 mm (détection par effet photoélectrique des X de conversion interne dans la radioactivité naturelle; $E_X =$ quelques 10 keV),
- un guide de lumière en plexiglass de 90 mm d'épaisseur.
- un photomultiplicateur RTC XP2312.

Pour éviter une perte de la lumière de scintillation, l'ensemble scintillateur/guide est enveloppé dans plusieurs couches minces de téflon. Les détails concernant cet

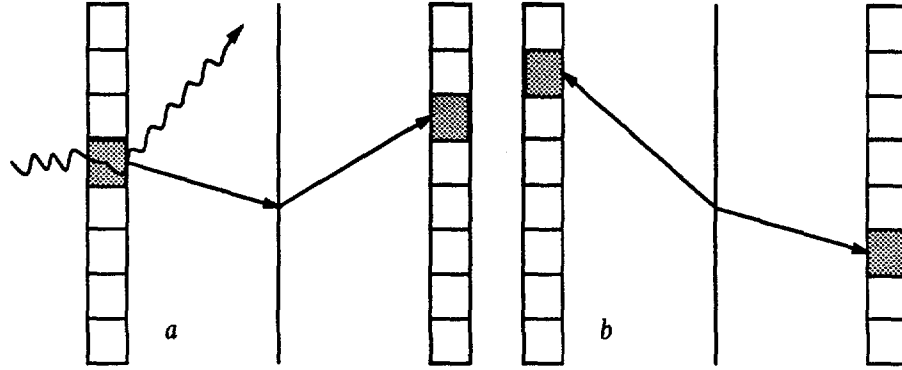


Figure 7: (a) événement d'origine externe ($\Delta t_a > 3$ ns); (b) événement d'origine interne ($\Delta t_b < 3$ ns).

assemblage et son habillage sont donnés dans [8].

Une bonne mesure du temps est nécessaire dans l'expérience NEMO 2. En effet, une détermination suffisamment précise du temps de vol des électrons qui sont produits par effet Compton dans les scintillateurs et qui traversent la chambre à fils en environ 3 ns (1 mètre traversé à la vitesse de 30 cm/ns), fournit un critère très efficace de réjection d'événements de bruit de fond externe (figure 7-a). Dans le cas d'événements dont l'origine est située sur la source, pour lesquels deux particules sont détectées dans les murs, la différence des temps de déclenchement des PM touchés par les particules émises est inférieure à 3 ns (figure 7-b). On est donc a priori capable de discriminer les événements d'origine interne et ceux d'origine externe à partir de la mesure en temps.

En raison des discriminateurs à seuil utilisés, la mesure du temps TDC dépend de l'amplitude du signal et donc de l'énergie déposée dans le scintillateur. La fonction utilisée pour relier le temps et l'énergie mesurés est de la forme [9]:

$$TDC_{corrig.} = s \times (TDC_{enreg.} - F(ADC) + c) \text{ où } F(ADC) = p_1 + \frac{p_2}{ADC} + \frac{p_3}{ADC} e^{-\frac{p_4}{ADC}}$$

où

$F(ADC)$ est la correction appliquée au temps enregistré $TDC_{enreg.}$ (en unité de canaux_{TDC} , $1 \text{ canal}_{TDC} \equiv 100$ ps).

ADC est la valeur de l'énergie en unité de canaux_{ADC} ($1 \text{ canal}_{ADC} \equiv 4$ keV).

p_i avec $i = 1, 4$ sont des paramètres déterminés lors de l'étalonnage pour chacun des scintillateurs. Typiquement $p_1 = 700$ (en canaux_{TDC}), $p_2 = 1500$, $p_3 = 4000$ (en $\text{canaux}_{TDC} \times \text{canaux}_{ADC}$), $p_4 = 100$ (en canaux_{ADC}).

s et c sont des termes de correction pour chaque PM. Typiquement $s \simeq 1$ (sans unité) et $c \simeq 0$ (canal_{TDC}).

L'étalonnage en temps, mesurée avec des sources de ^{22}Na et de ^{60}Co placées entre les deux murs de détection (coïncidence de 2 gamma), permet de mesurer les décalages entre chaque couple de scintillateurs et la résolution. Celle-ci varie en fonction de l'énergie déposée: elle est de 0,8 ns (largeur à mi-hauteur) à 1 MeV et de 1,8 ns à 200 keV.

L'étalonnage en énergie du calorimètre, réalisé avec les électrons d'une source de ^{207}Bi est donnée par la relation linéaire suivante:

$$E(\text{keV}) = a \times \text{ADC}(\text{canaux}) + b$$

où a et b sont des paramètres (typiquement $a \simeq 4 \text{ keV/canal}$ et $b \simeq 0 \text{ keV}$)
La résolution en énergie est:

$$\Delta E = (28 \times E + 2300)^{1/2}$$

où

E est l'énergie déposée (en keV).

ΔE est la largeur à mi-hauteur de la résolution (en keV).

La résolution en énergie à 1 MeV est donc de 17,4 %.

Une expérience $\beta\beta$ implique des prises de données sur plusieurs mois. Il est nécessaire de contrôler la stabilité des étalonnages. La procédure d'étalonnage en énergie et en temps au moyen de différentes sources radioactives (^{207}Bi , ^{22}Na et ^{60}Co) déplacées devant les modules calorimétriques est une procédure longue qui ne peut être entreprise fréquemment. Afin de contrôler la stabilité des étalonnages, une surveillance de la réponse en temps et en énergie des scintillateurs est assurée quotidiennement au moyen d'un laser pulsé à azote.

Pendant quelques secondes par jour, le laser illumine simultanément chaque bloc de scintillateur qui reçoit indirectement la lumière du laser par l'intermédiaire de fibres optiques. Des compteurs de référence, également illuminés par le laser, sont utilisés pour assurer un calage absolu des mesures en temps et en énergie. Cette procédure de calibrage ne nécessite l'interruption de l'acquisition $\beta\beta$ que quelques minutes par jour, les données de calibration sont enregistrées dans des fichiers sous format ZEBRA. Les étalonnages au moyen de sources ne sont effectués qu'au début et à la fin d'une phase d'acquisition (tous les 3 à 6 mois). Avec ce dispositif, il est possible de contrôler les dérives quotidiennes de l'appareillage au niveau de la chaîne Haute-tension/Photomultiplicateur/ADC pendant toute la période de prise de données.

Pour ce qui concerne les phases 4 et suivantes, les 128 modules de détection calorimétriques ont été remplacés. Les propriétés générales de mesure en énergie et en temps du détecteur n'ont pas changé fondamentalement. Des détails concernant cette nouvelle configuration calorimétrique de NEMO 2 seront donnés dans le chapitre IV.

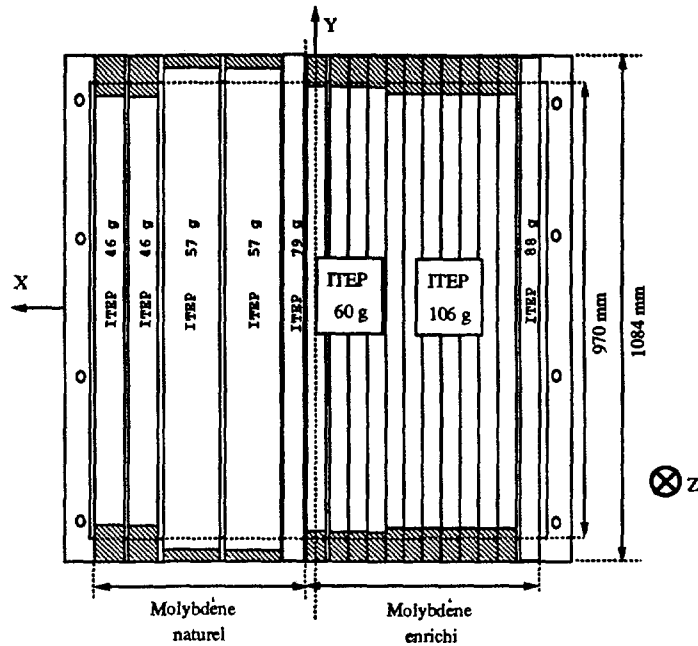


Figure 8: Configuration de la source $\beta\beta$ de molybdène dans NEMO 2 en phases 3 et 4.

2.4 La source $\beta\beta$

Dans NEMO 2, la source est fixée sur un cadre de cuivre placé au milieu des cadres de cellules Geiger. Pour les phases 3 et 4 considérées ici, la source consiste en plusieurs bandes métalliques fines de molybdène de quelques centimètres de largeur, environ 1 m de long et $40 \mu\text{m}$ d'épaisseur, fixées les unes à côté des autres. La surface totale de peau ainsi constituée est un peu inférieure au m^2 . La figure 8 présente le détail de la source utilisée. Une première moitié est une peau enrichie à 98,4 % en ^{100}Mo avec une masse de 172 grammes, l'autre moitié du cadre supporte une peau de molybdène naturel ultra-pur de 163 grammes, contenant 9,6 % de ^{100}Mo .

Le détecteur est conçu pour pouvoir étudier d'autres émetteurs $\beta\beta$ comme le ^{116}Cd (phase 5 de NEMO 2, de Juin 94 à Avril 95), le ^{96}Zr ou le ^{150}Nd .

2.5 Le blindage

Le blindage de NEMO 2 est un coffrage de fer et de plomb. Le fer est placé à l'extérieur car la probabilité de capture des neutrons thermiques ambiants est considérablement meilleure que dans le plomb. L'épaisseur de fer est de 16 cm au-dessous du détecteur, le plomb a 10 cm d'épaisseur. Sur les côtés et le dessus,

il y a 20 cm de fer et 5 cm de plomb. Le blindage a été optimisé grâce aux études préalables menées avec le détecteur NEMO 1. Le détecteur est donc raisonnablement protégé du flux de rayonnement gamma externe ainsi que des neutrons de fission. Un blindage de plomb et de cuivre entoure chaque photomultiplicateur afin de minimiser l'effet de la pollution importante (notamment en ^{40}K) des verres des PM. Le cuivre des cadres de NEMO 2 (1 cm) contribue également à l'absorption d'une partie des rayonnements externes.

Rappelons que le blindage de NEMO 2 n'est pas hermétique par rapport à l'atmosphère du laboratoire. La ventilation de l'air interne au blindage protège les PM d'une accumulation d'hélium et permet de plus d'évacuer la chaleur dégagée par les murs calorimétriques.

2.6 Electronique et acquisition

Une description complète et détaillée de l'électronique et de l'acquisition est donnée dans le rapport technique concernant le détecteur NEMO 2 [8]. Nous ne présenterons ici que brièvement les chaînes d'acquisition du calorimètre et du détecteur de traces. Le fonctionnement de la chambre à fils en régime lent (TDC lents) est décrit plus en détail dans la mesure où l'analyse présentée dans le chapitre IV s'appuie en grande partie sur les données fournies par cette électronique.

2.6.1 Electronique du calorimètre

Les 128 photomultiplicateurs du calorimètre sont connectés à 32 multiconvertisseurs Lecroy 4401 (4 PM par convertisseur). Le gain des PM est ajusté de manière à obtenir une amplitude de 1 V pour 1 MeV déposé par une particule dans un scintillateur. Les convertisseurs intègrent un signal ADC (Analogic to Digital Converter) pendant 50 ns dès que le signal atteint une amplitude seuil - correspondant à environ 50 keV déposé. Une mesure en temps est également donnée par un signal TDC (Time to Digital Converter) lorsque le seuil en amplitude est franchi. La réponse rapide des scintillateurs plastiques utilisés ($\tau = 3$ ns) fournit une référence en temps. Le signal TDC dépend de l'amplitude du signal collecté ce qui nécessite une correction de la mesure en temps comme il a été indiqué dans la section 2.3. Cela entraîne également une détérioration de la résolution en temps à faible amplitude (basse énergie). Le codage des informations TDC et ADC est réalisé sur 10 bits: environ 100 ps par canal et 4 keV par canal. Les 32 multiconvertisseurs sont placés dans deux chassis CAMAC (1 par mur) avec chacun un contrôleur Lecroy 2751. Les contrôleurs gèrent les convertisseurs et les lient à la pile de stockage pour l'enregistrement des données.

Un premier niveau de déclenchement est défini par la chaîne des scintillateurs en quelques dizaines de nanosecondes. Le second et dernier niveau de

déclenchement, plus tardif, dépend de la chaîne Geiger associée au détecteur de traces.

Pour ce qui concerne l'intégration du signal des scintillateurs CsI(Na) ($\tau = 600$ ns), elle est assurée par des ADC Lecroy 2249 pendant un temps de $2 \mu\text{s}$.

2.6.2 Electronique du détecteur de traces

Il y a 10 modules de 64 cellules chacun dans le détecteur. L'électronique de chaque module consiste en 16 TDC 4400 (chacun 4 cellules) et un contrôleur Lecroy 2750.

Le temps de dérive autour du fil anodique des cellules Geiger peut atteindre $1,5 \mu\text{s}$. Ceci implique que l'électronique du détecteur de traces ne joue qu'un rôle décisionnel de second niveau par rapport à la chaîne des scintillateurs. Ce second et dernier niveau de déclenchement est défini à partir des signaux anodiques en quelques μs . Il conditionne l'acquisition des signaux cathodiques (2 par cellules) encore plus tardifs ($+ 20 \mu\text{s}$).

2.6.3 L'acquisition des TDC lents

Le ^{214}Po , descendant du ^{214}Bi dans la chaîne de l'uranium ^{238}U , se désintègre avec une demi-vie de $164 \mu\text{s}$ en émettant une particule α d'environ 8 MeV [10]. Afin de détecter d'éventuelles particules α émises lors des désintégrations du ^{214}Po - constituant une signature d'une contamination en ^{214}Bi du dispositif expérimental - une électronique particulière a été mise en place dans NEMO 2 permettant l'acquisition d'événements accompagnés de trace retardée dans la chambre.

L'électronique du détecteur de traces a donc été équipée de cartes "TDC lents" permettant d'observer des coups retardés présents dans la chambre à fils jusqu'à 1 ms après le déclenchement d'un événement, soit 6 fois la demi-vie du ^{214}Po [8] [11] [12].

Il y a 20 cartes TDC lents qui lisent chacune les signaux anodiques des 32 cellules d'un plan. Ces cartes sont placées dans deux chassis VME - un par demi-détecteur - pilotés chacun par une carte contrôleur ELTEC SAC 700 équipée d'un microprocesseur 68070. Le SAC 700 dispose d'une horloge à 16 MHz dont la fréquence est divisée par 2 de manière à fabriquer une horloge (CK) de période 125 ns.

Lorsqu'un événement est détecté par le détecteur, la mesure des TDC lents est initiée par un signal délivré par le second niveau du déclenchement de l'acquisition (régime "prompt" de la chambre). Les signaux anodiques sont transmis à des registres à décalage (32 voies) sur un signal (LOAD) qui arrive toutes les $4 \mu\text{s}$. A chaque coup d'horloge CK (125 ns), on incrémente un compteur d'adresse désignant la cellule suivante; le codage de l'adresse se fait sur 5 bits: cellules 0 à 31 pour 32 coups d'horloge par $4 \mu\text{s}$. Quand les 32 voies ont été traitées, toutes les $4 \mu\text{s}$, un compteur de temps est incrémenté (codage du temps sur 8

bits: canaux de 4 μ s numérotés de 0 à 255 pour 1024 μ s) et le signal LOAD est envoyé à nouveau afin de transmettre les signaux aux registres pour l'intervalle de temps suivant.

A un coup d'horloge CK donné, si le signal en sortie du registre indique que la cellule correspondant à la voie considérée est touchée, les contenus des compteurs d'adresse et de temps sont écrits dans une mémoire FIFO de 16 bits (dont 13 bits seulement sont utilisés). Lorsque le temps atteint le canal 255 (1024 μ s), un signal est envoyé au bus VME pour lancer l'acquisition puis le transfert des données stockées vers le bus VME (figure 9).

Les mémoires FIFO utilisées ont une capacité de 512 mots de 9 bits. Les impulsions Geiger durent plus de 4 μ s, par conséquent, un même coup Geiger apparaît plusieurs fois dans les FIFO. L'information redondante est éliminée par programme (SAC700) avant d'être transférée au processeur central.

Lors d'un événement, les impulsions Geiger dues au passage d'un électron dans le détecteur durent typiquement une dizaine de μ s; elles activent non seulement la chaîne du détecteur de traces en régime "prompt" (second niveau de déclenchement), mais aussi la chaîne d'acquisition en régime TDC lents. Ces "coups" Geiger sont donc présents dans les FIFO des cartes TDC lents, dans les 3 ou 4 premières tranches de temps. Afin d'éliminer des données TDC lents l'essentiel de cette information volumineuse déjà disponible dans les données "prompt", il est appliqué une coupure en temps par programme (SAC700), de manière à ne conserver que les coups retardés avec un temps tel que:

$$t_{\text{retard}} \geq 4 \text{ canaux (soit } \geq 16\mu\text{s)}$$

La résolution sur la mesure des temps retardés est de 3 μ s.

L'équipement de NEMO 2 en électronique TDC lents a été réalisée avec un souci constant de maintenir un faible coût. Le prix par voie n'a finalement été que de 100 F. L'équipement de la moitié des cellules de NEMO 3 avec le même dispositif coûterait environ 250 kF.

2.6.4 Les conditions de déclenchement

Différentes conditions de déclenchement de l'acquisition peuvent être définies. Pendant la phase 3, ces conditions ont été:

- Premier niveau (calorimètre): au moins 2 PM touchés en coïncidence temporelle (dans 50 ns).
- Second niveau (détecteur de traces): au moins 4 cellules Geiger touchées dans des plans différents situés d'un même coté de la peau-source.

D'autres conditions de déclenchement ont été utilisées notamment en phase 4 où il n'était demandé qu'un seul PM en plus de la condition sur les cellules Geiger. Ce type de déclenchement permet d'étudier les événements dits "à une trace".

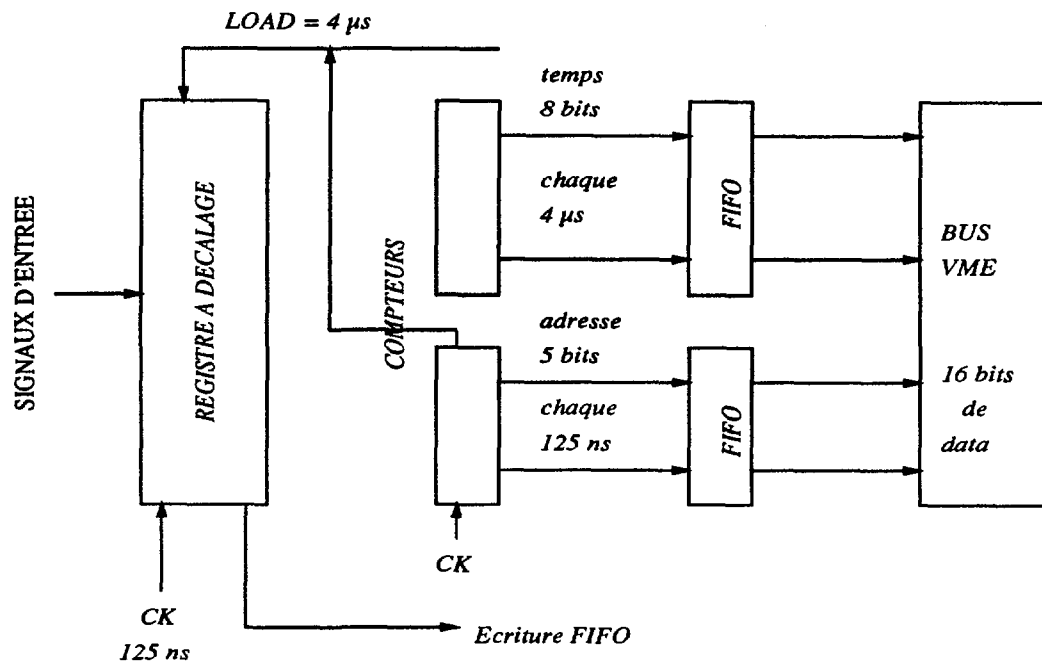


Figure 9: Schéma de principe de l'acquisition des TDC lents.

L'acquisition des TDC lents induit un temps mort de 128 ms, en raison du mode de liaison très bon marché utilisé entre les processeurs périphériques et le processeur central. Avec un taux moyen de déclenchement en phase 3 de 0,25 Hz, le temps mort de l'expérience est de 3 %.

2.6.5 Transfert des données et gestion de l'acquisition

Le processeur central de l'acquisition est un micro-processeur 68020. Il assure la lecture et le transfert des données vers le Micro-VAX 3300 du LSM. Le 68020 fonctionne sous le système d'exploitation OS9. Une interface VME-CAMAC permet de lire les données stockées dans les différents modules d'acquisition du détecteur et de les placer dans un module de données du processeur. La taille de ce module est d'environ 0,5 Mbytes. Un événement occupe typiquement une zone mémoire d'environ 500 bytes. Dès que le module OS9 est saturé (≈ 1000 événements), les données brutes transférées sur le VAX sont mises au format ZEBRA [13]. Elles sont alors disponibles pour l'analyse dans les différents laboratoires participant à la collaboration NEMO, par l'intermédiaire du réseau de l'IN2P3.

Le contrôle de l'acquisition et la gestion de la prise de données et du calibrage laser sont assurés à distance quotidiennement, un protocole standard ayant été défini afin de minimiser le temps d'arrêt de l'acquisition à environ 30 mn/jour.

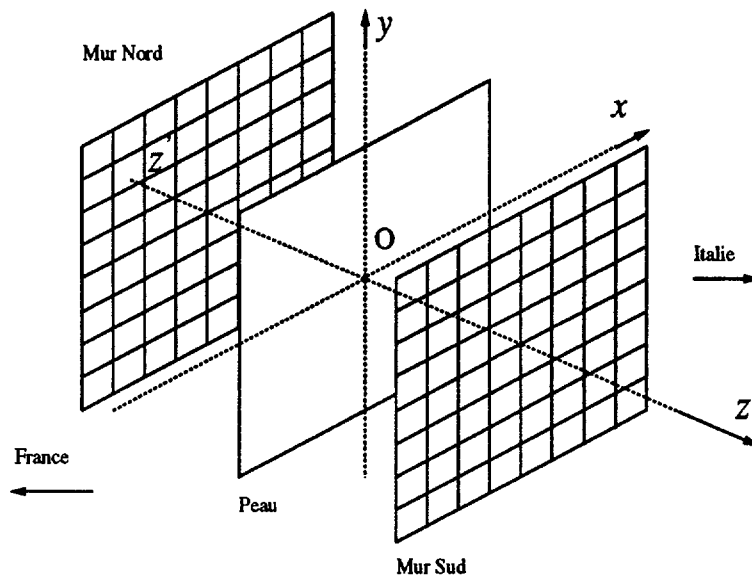


Figure 10: Repère géométrique utilisé dans NEMO 2.

2.6.6 Convention géométrique utilisée dans le détecteur

La figure 10 présente le repère géométrique utilisé dans NEMO 2. L'origine O du repère est placée au centre du détecteur (centre de la peau-source), l'axe $z'Oz$ est perpendiculaire à la peau-source dans le sens France-Italie. La géométrie du détecteur est définie selon cette convention dans toutes les procédures de simulation et d'analyse.

2.7 Effets physiques dans NEMO 2

L'objectif principal du détecteur NEMO 2 est d'identifier des électrons de basse énergie (de 100 keV à 3 MeV) en reconstruisant leurs trajectoires dans la chambre à fils et en mesurant leur énergie dans les scintillateurs. Nous discutons dans cette section des principaux effets physiques attendus dans le détecteur, non seulement pour les électrons, mais aussi pour les gamma et les alpha générés par différents bruits de fond.

2.7.1 Perte d'énergie et diffusion multiple des électrons

Dans le domaine d'énergie considéré, les phénomènes principaux d'interaction des électrons sont l'ionisation et la diffusion. Un électron émis du centre de la peau-source de molybdène et perpendiculaire à celle-ci (axe $z'Oz$), doit traverser 20 μm de molybdène puis 45 cm de gaz (hélium+alcool), 36 μm de mylar, 2 cm

d'air et enfin l'habillage des blocs de scintillateur (environ 1 mm de matériaux légers) avant de pénétrer dans le scintillateur où il dépose toute son énergie (les électrons sont arrêtés par 20 mm de scintillateur NE110 jusqu'à 5 MeV). Pour l'électron, on détermine la perte d'énergie par unité de longueur à partir de la formule de Bethe [14]:

$$-\frac{dE}{dX} = \frac{K Z 1}{2 A \beta^2} \times \left[\ln \frac{m_e c^2 \beta^2 E}{2 I^2 (1 - \beta^2)} + \frac{1}{8} + \left(\frac{9}{8} + \ln 2 \right) (1 - \beta^2) - \left(\frac{1}{4} + 2 \ln 2 \right) (1 - \beta^2)^{1/2} \right] \quad (1)$$

où

$K = 307 \text{ MeV.g}^{-1}.\text{cm}^2$.

Z est le numéro atomique du milieu.

A est la masse atomique du milieu.

m_e est la masse de l'électron ($m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$).

β est la vitesse de l'électron en unité de c .

E est l'énergie cinétique de l'électron.

I est l'énergie moyenne d'ionisation du milieu ($I = 16Z^{0,9} \text{ eV}$, [15]).

On calcule ainsi [16] [17] qu'un électron de 1 MeV perd en moyenne 50 keV en traversant la peau de molybdène (épaisseur: $e = 40 \mu\text{m}$, densité: $\rho = 10,22 \text{ g.cm}^{-3}$), et qu'un électron de 200 keV y perd 80 keV. De même, un électron de 200 keV perd en moyenne 17 keV en traversant le gaz et 79 keV en traversant l'ensemble des matériaux entre le gaz et le scintillateur.

Les électrons subissent également la diffusion multiple dans les matériaux les plus denses (molybdène de la source, fils de nickel dans la chambre), la figure 11 montre les trajectoires simulées de 5 électrons de 500 keV partant du centre de la peau-source de molybdène selon la direction $z'Oz$. La peau source a $40 \mu\text{m}$ d'épaisseur, elle est placée dans un milieu d'hélium pur. Le pas de propagation est fixé à $2 \mu\text{m}$ dans le molybdène et à $10 \mu\text{m}$ dans l'hélium. La figure 12 montre les trajectoires de 5 électrons de 1 MeV propagés dans les mêmes conditions. Dans cette simulation, l'angle carré moyen de diffusion est calculé selon [18] (p. 67, formule 5) et la perte d'énergie par ionisation selon la formule de Bethe (1). L'ionisation donne également lieu, quoique plus marginalement, à la production de rayonnement δ (cf. [17] et références mentionnées).

La présence de fils de nickel répartis dans la chambre - pour une masse totale d'environ 300 g qui est comparable à la masse de la source - implique des diffusions importantes des électrons pénétrant les fils. Ceci est susceptible de rendre plus difficile la reconstruction des trajectoires électroniques. De plus, il y a une possibilité de rétrodiffusion des électrons en particulier au niveau des blocs de scintillateur comme l'ont montré des études par simulation [16] [19] [20].

En ce qui concerne l'efficacité de détection des processus $\beta\beta$, la première contrainte est un effet d'angle solide. Un électron émis du centre du détecteur dans

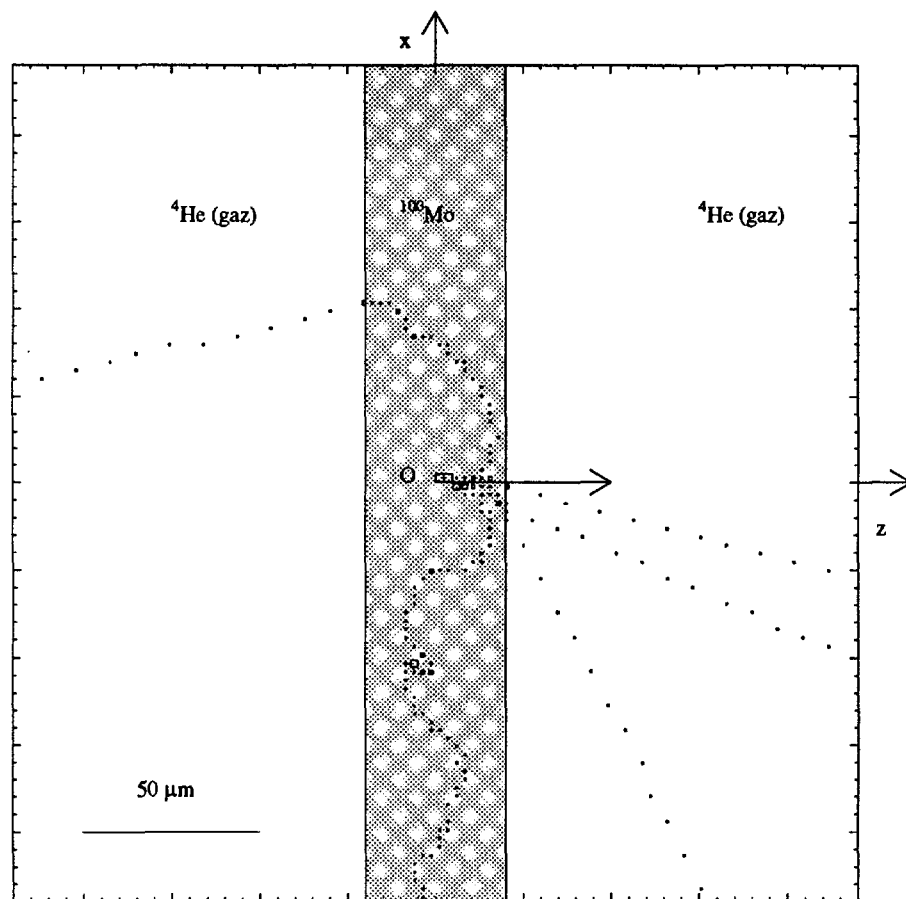


Figure 11: Trajectoire simulée dans le molybdène d'électrons de 500 keV émis initialement dans la même direction.

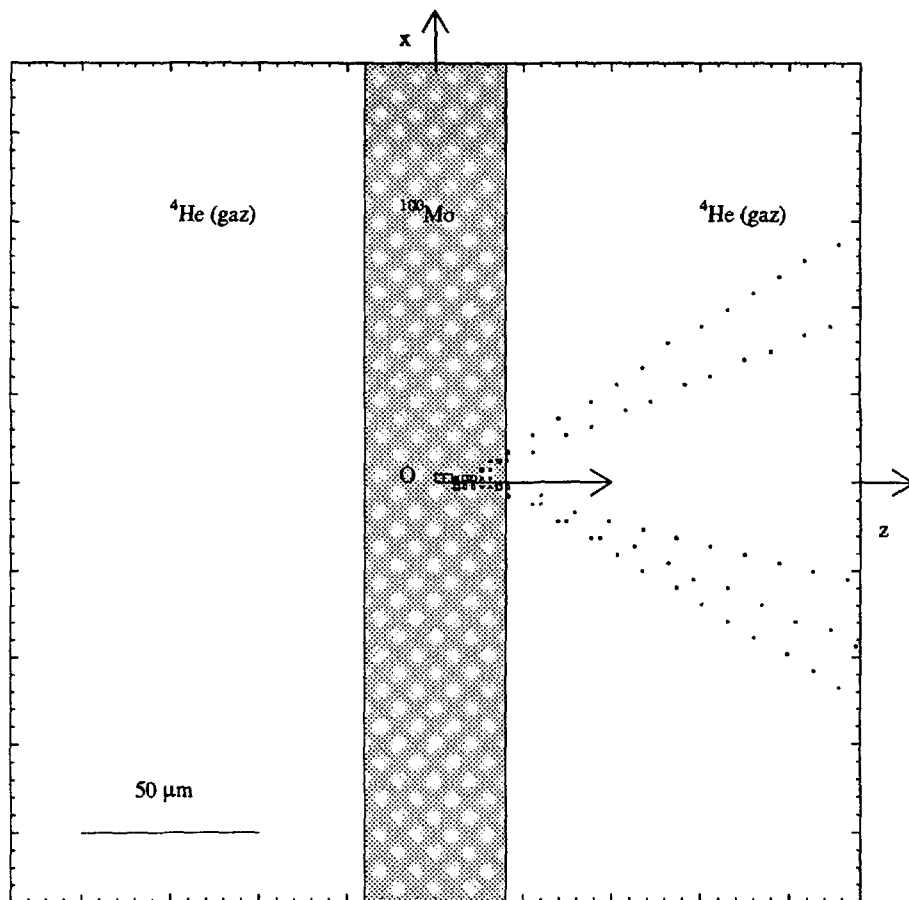


Figure 12: Trajectoire simulée dans le molybdène d'électrons de 1 MeV émis initialement dans la même direction.

une direction aléatoire a environ 35 % de chance de toucher un mur calorimétrique, si on ne prend en compte que l'aspect géométrique de la propagation en négligeant tous les effets physiques. Pour un événement du type $\beta\beta$ issus de la peau, l'efficacité géométrique pour détecter les deux électrons est de l'ordre de 10 %. Pour la transition $\beta\beta 2\nu$, l'énergie moyenne des électrons émis est d'environ 500 keV; à de telles énergies, les pertes par ionisation et la diffusion multiple sont des phénomènes relativement importants. Ces effets physiques combinés, auxquels s'ajoutent des conditions liées à une bonne reconstruction de l'événement, impliquent une efficacité d'identification des événements à deux électrons de l'ordre de quelques pourcents [21] [22] [23] [24]. Des études par simulation [22] ont toutefois montré que la diffusion multiple des électrons dans la peau de molybdène induisait un phénomène de focalisation des électrons sortant de la peau dans le gaz, selon une direction perpendiculaire à la source. Cette effet a pour conséquence une augmentation significative de l'efficacité de détection des processus $\beta\beta$ pour une épaisseur de peau de 20 à 60 μm , par rapport à une peau idéale d'épaisseur nulle. Pour des épaisseurs de peau-source supérieures à 100 μm , les pertes d'énergie dominent l'effet de focalisation et la probabilité de détection décroît rapidement. Dans les conditions de l'expérience NEMO 2 (peau de 40 μm), la détection des électrons bénéficie donc de cet effet de focalisation, par contre, l'information angulaire dans un événement $\beta\beta$ - l'angle entre les deux électrons émis au vertex de la transition - est presque totalement perdue à la sortie de la peau [22].

2.7.2 Effets physiques du rayonnement gamma dans le détecteur

Un des aspects les plus importants dans l'expérience NEMO 2 est de bien comprendre les effets du bruit de fond dû à la radioactivité naturelle. L'activité bêta d'isotopes instables présents dans l'environnement du détecteur - et dans le détecteur lui-même - s'accompagne de l'émission de rayonnement gamma entre états excités nucléaires. Les gamma émis peuvent alors interagir dans les matériaux constituant le détecteur. Le risque principal réside dans le fait que la radioactivité naturelle peut simuler des événements $\beta\beta$ à haute énergie, constituant ainsi un bruit de fond à la transition $\beta\beta 0\nu$. En fait, il n'y a que deux radioéléments (^{214}Bi et ^{208}Tl) susceptibles de simuler la $\beta\beta 0\nu$, les autres contaminants radioactifs n'intervenant qu'à des énergies trop faibles.

Toutefois, dans les premières phases de l'expérience NEMO 2, les contributions du bruit de fond à basse énergie ($E < 2 \text{ MeV}$) ont été attentivement étudiées [19] [25] [26]. Ces études ont permis de mieux comprendre les bruits de fond à la transition permise $\beta\beta 2\nu$ dont la mesure la plus précise possible est nécessaire afin d'estimer au mieux sa contribution dans la région énergétique de 3 MeV.

Les gamma peuvent interagir de plusieurs manières dans le détecteur, notamment par effet Compton. Il est envisageable de simuler un événement à deux électrons dans NEMO 2 à partir d'un seul gamma d'origine externe (les PM

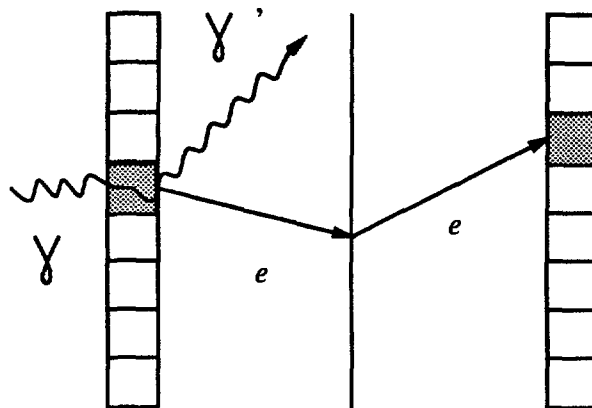


Figure 13: Effet Compton dans un scintillateur.

utilisés en phase 3 sont pollués à un niveau important en ^{214}Bi , ^{208}Tl et ^{40}K):

a - Un gamma de radioactivité naturelle produit dans les calorimètres peut, par effet Compton dans les scintillateurs, donner lieu à l'émission d'un électron. Cet électron est susceptible de traverser le détecteur jusqu'au mur opposé où il est détecté (figure 13). Un tel événement présente toutes les caractéristiques d'un événement $\beta\beta$. Seule une mesure de temps de vol permet de l'identifier comme un événement d'origine externe. Le détecteur NEMO 2 permet a priori de reconnaître l'origine externe d'un tel événement.

b - Un gamma de radioactivité naturelle incident sur la peau source peut, par effet Compton, donner lieu à l'éjection d'un électron atomique. Puis:

- le gamma résultant de cette interaction peut à nouveau subir une diffusion Compton et propager un second électron dans le détecteur (événement double-Compton).

Ou bien:

- l'électron peut interagir à son tour par diffusion Møller, un second électron peut alors être détecté (événement Compton-Møller).

L'analyse en temps de vol de tels événements ne permet pas de reconnaître leur nature externe (figure 14).

L'analyse du temps de vol des particules n'est donc efficace que pour exclure une partie du fond d'origine externe. Compte tenu des probabilités d'interaction Compton et Møller dans la source (typiquement 10^{-3} à 10^{-4}), la probabilité d'obtenir des événements du type de la figure 14 est très faible: 10^{-5} à 10^{-6} [22]. Une coupure en temps de vol permet donc d'éliminer l'essentiel des événements d'origine externe. Pour ce qui concerne la radioactivité en contamination interne à la source, il est évident que l'analyse en temps de vol n'apporte aucun moyen

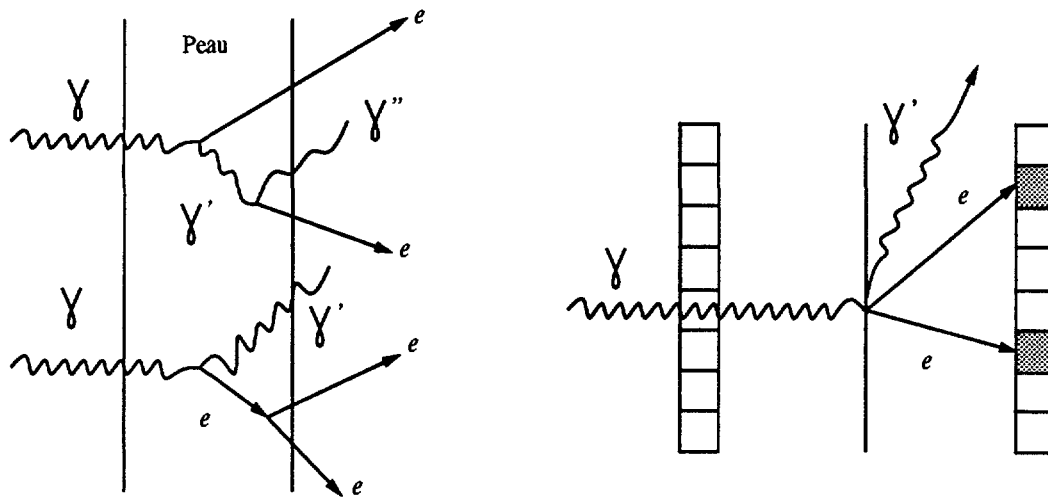


Figure 14: Effets double Compton et Compton-Møller dans la peau; la différence de temps entre les deux photomultiplicateurs touchés est typiquement inférieure à 3 ns, malgré l'origine externe de ce type d'événement .

de réjection.

Le processus de conversion interne a une relativement forte probabilité de se produire pour certains radioéléments (cf. chapitre III pour le ^{214}Bi). Le risque de simuler des événements à plusieurs électrons en est donc d'autant accru.

Finalement, les gamma suffisamment énergétiques peuvent également interagir par création de paires $e^+ e^-$. Le détecteur NEMO 2 ne permet pas de discriminer la charge des particules le traversant. Le processus de création de paires dans la peau source peut donc également simuler un événement $\beta\beta$. Pour les énergies de radioactivité naturelle, la probabilité de ce processus reste relativement faible (10^{-4} à 10^{-5}), mais elle augmente avec des gamma plus énergétiques, tels ceux émis lors de la capture de neutrons dans l'environnement du détecteur (E_γ jusqu'à 8 MeV).

2.7.3 Les particules alpha

Les interactions des particules alpha issues des désintégrations nucléaires (désintégration du ^{214}Po) seront abordées dans le chapitre III, ainsi que dans l'annexe II. Aux énergies considérées (quelques MeV), l'interaction dominant le comportement des α dans le détecteur (peau-source, gaz) est l'ionisation.

3 Traitement et analyse des données

3.1 Le traitement des données

Les données de l'expérience NEMO 2 sont enregistrées sous format ZEBRA sur un disque du Micro-VAX du LSM. La structure détaillée de ces données est exposée dans [8]. Une période d'acquisition - on emploiera le terme **run** - dure typiquement 24 heures et est divisée en une vingtaine de modules (1 fichier par module) contenant chacun environ 1700 événements dans des conditions normales de prise de données.

La place occupée par les données brutes est importante, il est donc impossible de stocker à long terme l'ensemble de cette information. Un filtrage des données est effectué afin de réduire le volume des données en ne conservant que les événements intéressants l'analyse.

Le programme de filtrage des données utilisé en phase 3 est exécuté afin d'éliminer une grande partie des événements d'origine externe. Plusieurs étapes successives caractérisent la procédure de filtrage [26]:

1 - Calibrage: les fichiers d'étalonnage par source et par laser fournissent l'information nécessaire au calibrage en temps et en énergie des PM.

2 - Premier niveau du filtre: cette étape de sélection conserve les événements avec:

- un nombre de PM touchés inférieur à 10,
- au moins 2 PM avec une énergie supérieure à 100 keV,
- une différence de temps entre les PM inférieure à 3 ns.

3 - Reconstruction de l'événement : un programme utilisant l'information délivrée par le détecteur de traces permet de reconstruire les trajectoires des particules chargées dans NEMO 2. Il définit de manière indépendante des traces rectilignes dans chacun des deux demi-détecteurs de part et d'autre de la peau-source. Dans le cas de diffusion à grand angle, les traces sont marquées et les angles de diffusion sont calculés. Les événements avec 2 PM adjacents touchés et une seule trace sont éliminés.

Pour chaque trace, le programme détermine son point d'intersection avec la peau-source: le vertex. Ce vertex est placé par défaut sur le plan (xOy) même si l'événement a une origine externe au détecteur ou bien une origine interne mais située ailleurs que sur la source (fils dans la chambre, cadre de cuivre...). La précision sur le vertex dans le plan xOy est estimée à environ 2 cm [26].

Les particules sont identifiées de la manière suivante:

- un **électron** est identifié quand une trace reconstruite est associée à un scintillateur plastique touché.

- un **gamma** est identifié quand un scintillateur plastique est touché (ou un ensemble de scintillateurs plastiques et de CsI adjacents) et qu'il n'est associé à aucune trace.

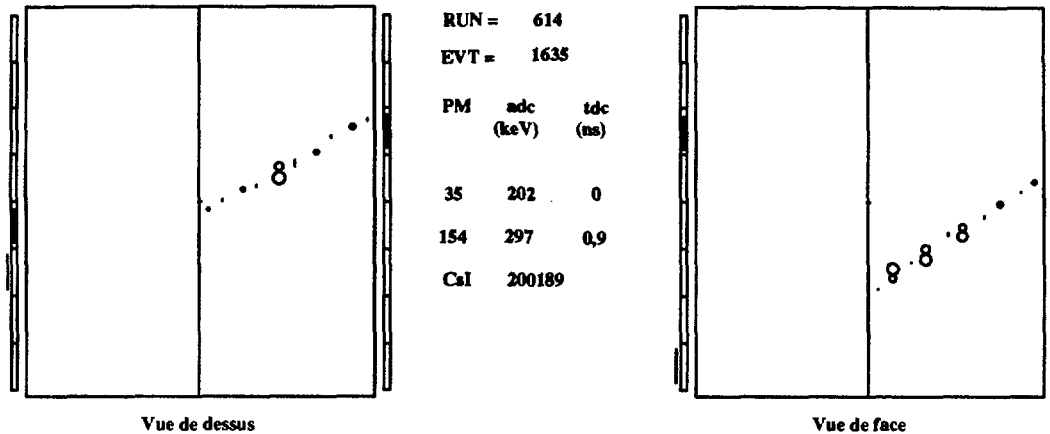


Figure 15: Exemple d'événement expérimental comportant un électron, un gamma et un X; vues de dessus et de face du détecteur par le programme de visualisation.

- un X est identifié quand un scintillateur CsI est touché et qu'il n'est adjacent à aucun scintillateur plastique touché, ni associé à une trace.

Les informations de reconstruction sont enregistrées dans la structure ZEBRA des données. La figure 15 montre un événement dans lequel un électron, un gamma et un X ont été identifié (l'image est obtenue grâce au programme de visualisation disponible dans la collaboration et présentée dans la section suivante).

Remarque: Le programme de reconstruction a été optimisé avec comme objectif celui de disposer d'un moyen efficace de reconnaissance des événements du type $\beta\beta$: 2 électrons issus de la source. Il est moins adapté pour étudier des événements dont l'origine n'est pas située sur la source.

4 - Second niveau du filtre: Cette dernière étape de sélection du filtre utilise l'information fournie par le programme de reconstruction. Sont alors conservés les événements avec les caractéristiques suivantes:

- au moins 1 trace reconstruite dans le détecteur,
- le vertex de chaque trace reconstruite doit être compris dans un carré de $120 \times 120 \text{ cm}^2$ de côté centré sur l'origine O du détecteur dans le plan xOy,
- chaque trace reconstruite est associée (à son extrémité) à un PM touché dans lequel une énergie d'au moins 100 keV est déposée,
- une variable comparant les hypothèses internes et externes, du point de vue du temps de vol, a été retenue par la collaboration pour éliminer des événements manifestement externes: la variable VART [26]. Cette variable prend des valeurs comprises typiquement entre -4 et +6 (en nanosecondes). Les valeurs négatives correspondent à des événements dont l'origine est interprétée comme

interne (particules issues de la source), les valeurs positives à des événements d'origine externe (particules traversant le détecteur). Une coupure sur VART est effectuée, elle est plus précise et plus efficace que la simple coupure en différence de temps entre PM puisque la propagation des particules identifiées dans le détecteur est prise en compte: angle, distance parcourue et vitesse des électrons en fonction de l'énergie déposée dans les PM. On impose:

$$\text{VART} < 0$$

L'application du filtre en phase 3 a permis de ne conserver que 3 % des données, puisque la très grande majorité des événements acquis étaient d'origine externe.

Les données filtrées sont disponibles pour l'analyse à partir du Micro-VAX du LSM. Elles peuvent éventuellement être mises en forme dans des fichiers au format N-tuples [8] [26] [27].

Certains fichiers de données brutes sont parfois conservés pour des études spécifiques.

3.2 Visualisation

Un programme de visualisation des événements a été mis au point à partir du logiciel GKS [28]. Le programme lit un fichier de données sous format ZEBRA et rend à l'écran une image du détecteur NEMO 2 dans les vues xOz (vue de dessus) et yOz (vue de face). Les modules de détection touchés lors d'un événement (plastique, CsI, Geiger) sont marqués à l'écran. Des informations sur l'énergie et le temps des plastiques et CsI touchés sont affichées ainsi que des informations sur les traces reconstruites lorsque la reconstruction est activée.

Les cellules Geiger touchées en régime "prompt" sont représentées par des traits (position longitudinale à partir des signaux cathodiques) et des cercles (position transverse à partir des signaux anodiques); en régime TDC lents, elles sont représentées par des carrés (pas d'information longitudinale). Un plastique touché est marqué d'un trait à l'intérieur du rectangle qui le représente; un CsI touché apparaît sous la forme d'un trait placé derrière le plastique qui lui est associé. La figure 15 montre un événement expérimental visualisé au moyen du programme.

3.3 Simulation

Un programme de simulation basé sur GEANT (Version 3.15, [17]) a été mis au point dans la collaboration [20] [29] [30]. Il permet:

- d'une part de mieux comprendre l'ensemble des effets attendus dans le détecteur sous l'hypothèse de processus physiques particuliers, par exemple: la

double désintégration bêta du ^{100}Mo , la désintégration bêta du ^{214}Bi en contamination interne de la source, le flux de gamma incident sur la peau source ayant pour origine les verres des PM...

- d'autre part de prédire les efficacités de détection pour certains types d'événements selon les processus étudiés.

La procédure de simulation se compose de plusieurs étapes:

1 - Le processus physique étudié étant défini, le programme de génération d'événements GENBB [29] [30] fabrique un fichier (structure ZEBRA) contenant les informations sur les particules primaires (nature, énergie, direction).

Ce programme permet entre autres de générer des particules individuelles, telles des électrons et des gamma, d'énergie et de direction fixées. Il est possible de générer des processus physiques plus complexes tels les événements $\beta\beta$ des noyaux de ^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{136}Xe et ^{150}Nd , dans les modes $\beta\beta 0\nu$ (avec courants gauches ou courants droits), $\beta\beta 2\nu$, $\beta\beta M^0$, sur le niveau fondamental ou les niveaux excités des noyaux fils. La génération des désintégrations bêta des radio-éléments suivants est également possible: ^{22}Na , ^{40}K , ^{60}Co , ^{88}Y , ^{90}Y , ^{90}Sr , $^{137}\text{Cs} + ^{137m}\text{Ba}$, ^{207}Tl , $^{207}\text{Bi} + ^{207m}\text{Pb}$, ^{208}Tl , ^{210}Bi , ^{211}Pb , ^{212}Pb , ^{212}Bi , $^{214}\text{Bi} + \alpha$ retardé du ^{214}Po , ^{214}Pb , ^{228}Ac et ^{234m}Pa . Les gamma de désexcitation entre les niveaux des noyaux fils sont reproduits avec les probabilités réalistes, les processus de conversion interne également.

2 - Le fichier de génération est ensuite lu par le programme de simulation. Les particules initiales de l'événement généré sont propagées dans le détecteur modélisé, à partir d'une localisation prédéterminée (vertex), par exemple: la peau-source, les scintillateurs... La modélisation prend en compte de manière relativement complète la géométrie du détecteur et les matériaux qui le constituent: peau source, gaz des chambres, fils des cellules Geiger, habillage des scintillateurs, scintillateurs, etc... L'essentiel des effets physiques de basse énergie est pris en compte [17]:

- pour les gamma: effet photoélectrique, effet Compton, création de paires,
- pour les électrons et les positrons: diffusion multiple, diffusion Møller, diffusion Bhabha, perte d'énergie par ionisation, par rayonnement, fluctuations de Landau, rayons delta, annihilation.

La détection des particules primaires ou secondaires et les conditions du déclenchement sont également simulées. Lorsque toutes les particules de l'événement ont été propagées, les informations sur les différents modules de détection touchés sont enregistrées sous un format ZEBRA identique à celui des données expérimentales. Des informations spécifiques à la simulation sont également enregistrées. La propagation complète d'un événement prend typiquement 1 à 2 secondes de temps CPU sur un VAX-6400.

3 - Finalement, les données de simulation sont disponibles pour l'analyse sous un format standard et peuvent subir le même traitement que les données expérimentales: filtrage et reconstruction des événements, analyse topologique.

La simulation constitue donc un outil puissant de prédiction dans l'étude des

processus $\beta\beta$ et des bruits de fond de radioactivité naturelle.

3.4 Techniques d'analyse

Lors des deux premières phases de l'expérience NEMO 2, destinées à étudier le bruit de fond, l'analyse des données a principalement porté sur deux types d'événements (canaux):

- le canal (2e) ,
- le canal (e, γ) .

• Le canal (2e) est défini par l'ensemble des événements pour lesquels deux électrons sont identifiés en provenance d'un même point sur la source. Un critère en temps de vol plus élaboré que celui utilisé lors du filtre assure une élimination efficace des événements d'origine externe. Malgré les coupures, il reste la possibilité d'un bruit de fond externe dans le canal (2e) . Plusieurs critères topologiques et géométriques supplémentaires sont imposés à ce type d'événements . Ils sont définis à partir des informations de reconstruction. Dans ce travail, qui n'a pas pour but d'étudier finement le lot d'événements à deux électrons, les critères utilisés sont:

- le nombre de scintillateurs plastiques touchés doit être égal à 2,
- le nombre de traces reconstruites doit être égal à 2,
- le nombre d'électrons identifiés doit être égal à 2,
- il n'y a pas de photon gamma identifié,
- il n'y a pas de photon X identifié (dans les CsI),
- l'énergie de chaque électron doit être supérieure à 200 keV (aux énergies inférieures, la résolution en temps est trop médiocre pour assurer une bonne réjection en temps de vol),
- pas de diffusion multiple des électrons, de diffusion sur le cuivre ou les scintillateurs (cf. annexe 4 de [26]: codes de trace 2,3,4 exclus),
- la trace de l'électron se prolonge du voisinage de la peau jusqu'au scintillateur ([26]: code 5 exclu; on tolère des coups manquant au début de la trace),
- les traces des électrons ne subissent pas de diffusion d'un angle supérieur à 15 degrés ([26]: code 0,1,6 acceptés),
- la coupure en temps de vol est définie sur la différence de temps entre les deux compteurs touchés par les électrons, on demande:

$$| t_{e_1} - t_{e_2} | < 2 \text{ ns}$$

- les vertex reconstruits des deux traces doivent être contenus dans un même carré de 6 cm de côté,
- le vertex moyen défini à partir des vertex des deux traces doit s'inscrire dans un carré de 92 cm d'arête centré sur O (plan xOy),
- en phases 3 et 4, les événements associés à chaque partie de la peau-source (^{100}Mo et ^{nat}Mo) sont définis par une coupure sur la position du vertex moyen

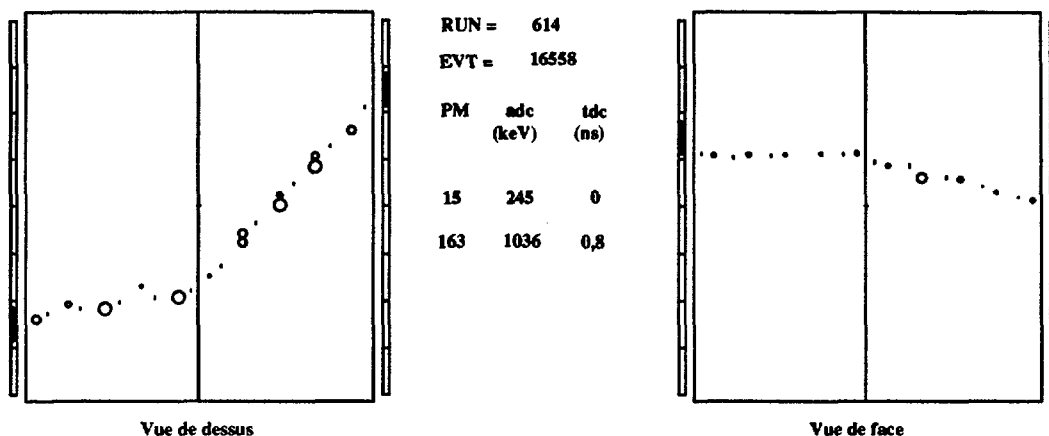


Figure 16: Un événement typique (2e) .

selon l'axe $x'Ox$:

$$^{100}\text{Mo} : x < 0,5 \text{ cm}$$

$$^{nat.}\text{Mo} : x > 4,5 \text{ cm}$$

La figure 16 montre un exemple d'événement dans le canal (2e) . C'est naturellement dans ce canal que sont recherchés les processus de double désintégration bêta. Pour ce qui concerne la $\beta\beta 0\nu$, c'est la région à haute énergie ($E_1 + E_2$ de 2,5 à 3 MeV) qui est considérée.

L'efficacité de détection des événements $\beta\beta 2\nu$ est estimée par la simulation dans l'hypothèse d'un fonctionnement parfait du détecteur avec une peau de 44 μm d'épaisseur, à $(2,37 \pm 0,03)\%$. Elle est de $(5,55 \pm 0,15)\%$ pour le mode $\beta\beta 0\nu$.

Il est possible de rechercher des événements d'un type spécifique dans une topologie proche de (2e) afin de mettre en évidence des processus physiques particuliers, par exemple: un événement à deux électrons accompagnés d'un photon X dans les CsI signant la conversion interne (bruit de fond de radioactivité naturelle).

• Le canal (e,γ) correspond aux événements pour lesquels un électron et un photon gamma sont identifiés en provenance de la source, l'origine du gamma - qui ne laisse pas de trace dans la chambre - étant par défaut définie sur la source. Les critères utilisés sont:

- le nombre de scintillateurs plastiques touchés doit être égal ou supérieur à 2,
- le nombre de traces reconstruites doit être égal à 1,
- le nombre d'électrons identifiés doit être égal à 1,
- le nombre de gamma identifiés doit être égal à 1,
- il n'y a pas de photon X identifié (dans les CsI),

- les énergies de l'électron et du gamma doivent être supérieure à 200 keV,
- pas de diffusion multiple de l'électron, de diffusion sur le cuivre ou les scintillateurs,
- la trace de l'électron se prolonge du voisinage de la peau jusqu'au scintillateur (on tolère des coups manquant au début de la trace),
- la trace de l'électron ne subit pas de diffusion d'un angle supérieur à 15 degrés,
- la coupure en temps de vol est définie sur la différence de temps entre les deux compteurs touchés par les deux particules identifiées, on demande:

$$|t_e - t_\gamma| < 1,6 \text{ ns}$$

- le vertex de l'électron, définissant l'origine de l'événement sur la peau, doit s'inscrire dans un carré de 92 cm d'arête centré sur O (plan xOy),
- en phases 3 et 4, la discrimination des deux parties de la source est identique à celle utilisée dans le canal (2e) .

L'analyse des événements du canal (e, γ) a montré qu'il était possible grâce au détecteur NEMO 2 d'étudier - voire de mesurer - différentes composantes de bruit de fond. En effet, lors des désintégrations bêta de radioactivité naturelle, il est fréquent que l'émission d'un électron s'accompagne de l'émission d'un ou plusieurs photons gamma. Le canal (e, γ) est donc tout naturellement privilégié pour étudier de telles réactions dans le dispositif expérimental.

L'efficacité de détection des événements (e, γ) est conditionnée par:

- le processus physique initial de radioactivité à l'origine de l'événement ,
- la géométrie du détecteur,
- la probabilité qu'un gamma interagisse dans un scintillateur (de l'ordre de 10 % en phase 3).

Par exemple, l'efficacité de détection des événements (e, γ) provenant d'une contamination interne en ^{214}Bi de la source est estimée par simulation à $(4,90 \pm 0,15) 10^{-3}$.

Lors de la **phase 1** de prise de données avec NEMO 2 (peau de référence en cuivre ultra-pur et peau de molybdène naturel "commercial"), l'analyse du canal (e, γ) a montré que l'effet des bruits de fond était bien compris [19] [25] [26], notamment le flux externe de gamma provenant des verres des PM. Il est apparu toutefois que cette contamination externe trop importante limitait la capacité du détecteur à mesurer d'autres contaminations de niveau plus faible.

Les contaminations internes de la source de molybdène en ^{214}Bi et en ^{208}Tl ont pu être mesurées en utilisant un jeu de coupures à haute énergie dans le canal (e, γ) [25]. Les résultats étaient compatibles avec la mesure obtenue par spectroscopie gamma. Les niveaux de ces contaminations étaient toutefois trop importants pour la source de molybdène dit "commercial" utilisée (de l'ordre de 1,5 Bq/kg pour le ^{214}Bi et 0,1 Bq/kg pour le ^{208}Tl).

La phase 2, avec des sources de molybdène purifiées, a été l'occasion de tester la capacité du détecteur à mesurer des contaminations internes de plus d'un ordre de grandeur inférieur à celle de la phase précédente [25]. Malgré des statistiques faibles, l'analyse (e,γ) à haute énergie s'est avérée dans ces conditions quasiment aussi sensible que la méthode de spectroscopie gamma.

D'autres canaux d'analyse ont été envisagés dans l'expérience NEMO, par exemple:

- le canal (e,γ,γ) , qui souffre toutefois dans les phases 1, 2 et 3 d'une très faible efficacité à cause de la médiocre détection des gamma. Ce canal peut devenir particulièrement intéressant dans la mesure où la détection des gamma sera améliorée au moyen de scintillateurs plus épais (phase 4 de NEMO 2 et surtout NEMO 3 [5]).

- le canal (e,γ,α) , où l'on recherche, au moyen des TDC lents, la particule α retardée accompagnant la désintégration d'un noyau de ^{214}Bi , détectée dans le canal (e,γ) . Une des principales faiblesses de l'analyse (e,γ) tient au fait qu'on ne discrimine pas les événements d'origine interne des événements d'origine externe interprétés comme d'origine interne. La présence d'un α retardé et l'analyse géométrique de sa trace et de celle de l'électron permettent de disposer d'une signature claire de la contamination en ^{214}Bi du dispositif expérimental. L'ambiguïté sur la localisation de l'origine de tels événements est a priori levée par l'information supplémentaire apportée par la trace retardée. Ce canal a fait l'objet d'une étude préliminaire qualitative lors de la phase 1 qui a montré que le détecteur était sensible à une contamination interne de la source en ^{214}Bi de l'ordre du Bq/kg.

4 Conclusion

Lors des deux premières phases de prise de données (de 1991 à 1992), le détecteur prototype NEMO 2 a permis d'étudier plusieurs sources de bruit de fond: notamment les principales pollutions de radioactivité naturelle (^{214}Bi et ^{208}Tl) de l'éventuel signal $\beta\beta 0\nu$. Toutefois, il existe une contribution potentielle au bruit de fond de la $\beta\beta 0\nu$ qui n'a pas été étudiée; il s'agit de la contribution indirecte du radon, présent dans l'environnement du détecteur, et qui est susceptible de diffuser à l'intérieur de la chambre à fils. Cet élément gazeux, profitant de la porosité mal connue du détecteur, aurait ainsi l'opportunité de déposer, sur ou à proximité de la source, son descendant le plus "dangereux" au regard de la transition $\beta\beta 0\nu$: le ^{214}Bi .

Un tel scénario implique - et cela même si l'on parvient à réduire considérablement la contamination interne en ^{214}Bi et en ^{208}Tl de la peau-source et à se protéger suffisamment des neutrons thermiques - l'existence d'un bruit de fond induit par le radon ambiant à haute énergie dans le canal (2e) autre que le fond ultime $\beta\beta 2\nu$. Il semble donc important de déterminer si le radon constitue un

obstacle à la réussite d'une expérience $\beta\beta 0\nu$ de grande sensibilité.

Dans les chapitres III et IV de ce mémoire, nous étudierons la possibilité avec NEMO 2 d'estimer les effets du radon et de discriminer sa contribution au bruit de fond de la $\beta\beta 0\nu$ de la contamination interne en ^{214}Bi de la source. Nous présenterons une méthode efficace exploitant l'information délivrée par les TDC lents lors des phases 3 et 4. Elle permettra d'analyser quantitativement les événements avec traces retardées dans NEMO 2 afin de mettre en évidence et de mesurer la pollution interne en ^{214}Bi de la source et d'isoler la pollution en ^{214}Bi induite par le radon.

Références

- [1] G. Barreau et al., CENBG (Bordeaux), LAL (Orsay), LPTHE (Orsay), LPNHE (Saclay), (1987).
Lettre d'intention pour une expérience sur la désintégration double beta.
- [2] D. Dassié et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A309** (1991) 465-475.
Double beta decay prototype detector with multiwire drift tubes in the Geiger mode.
- [3] R. Arnold et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A354** (1995) 338-351.
Performance of a prototype tracking detector for double beta decay measurements.
- [4] D. Dassié et al., Phys. Rev. **D51** (1995) 2090.
Two-neutrino double beta decay measurement of ^{100}Mo .
- [5] NEMO Collaboration, CENBG (Bordeaux), LPC (Caen), INR (Kiev), ITEP (Moscou), LAL (Orsay), CRN (Strasbourg), JINR (Dubna), MHC (South Hadley), IAP (Bucarest), INRNE (Sofia), **LAL 94-29**(1994).
NEMO 3 Proposal, A proposal for an experiment to study double-beta decay in the search for massive Majorana neutrinos to 0.1 eV.
- [6] CEA, CNRS, (CEA-DSM/IN2P3-CNRS, 1991).
Laboratoire Souterrain de Modane.
- [7] P. Charvin, communications privées.
- [8] NEMO Collaboration, CENBG (Bordeaux), LPC (Caen), INR (Kiev), ITEP (Moscou), LAL (Orsay), CRN (Strasbourg), Note NEMO **9/92** (1992).
The NEMO 2 Detector, Technical report.
- [9] J.E. Campagne, M. Isaac, F. Piquemal, Groupe NEMO, Note interne 3/91 (1991).
- [10] C.M. Lederer et V.S. Shirley, (Wiley, New York, 1978).
Table of isotopes, Seventh Edition.
- [11] F. Matabon, Note interne NEMO, (1991).
Expérience double bêta ou NEMO 2 - Cartes TDC lents.
- [12] C. Longuemare, notes internes, non publiées (1991).

- [13] R. Brun, M. Goossens, J. Zoll, CERN Program Library Long Writeup **Q100** CERN, Genève (1991).
ZEBRA Users Guide.
- [14] A. Berthelot, (Masson, Paris, 1956)
Rayonnement de particules atomiques, électrons et photons.
- [15] Particle Data Group, Phys. Rev. **D50**, 1173 (1994).
Review of Particle Properties.
- [16] J.E. Campagne et G. Pichenot, Groupe NEMO, Note interne 4/93, LAL-Orsay (1993).
Improved time of flight selection.
- [17] Application Software Group, CERN Program Library Long Writeup **W5013**, CERN, Genève (1993)
GEANT - Detector Description and Simulation Tool.
- [18] B. Rossi, (Prentice-Hall, New-York, 1952).
High-Energy Particles.
- [19] M.C. Perillo Isaac, Thèse de Doctorat de l'Université de Bordeaux I, **CENBG 9311**(1993), n° d'ordre: **912**.
Le bruit de fond de radioactivité naturelle du détecteur NEMO 2.
- [20] F. Laplanche, communications privées.
- [21] F. Mauger, Rapport de stage, non publié (1992).
Double-désintégration beta, Etude du bruit de fond $\beta\beta 2\nu$ dans un éventuel signal $\beta\beta 0\nu$.
- [22] D. Dassié, Compte-rendu de la réunion de la collaboration NEMO (Orsay)(30/9 et 1/10/1992)
Test de GEANT et efficacité $\beta\beta 2\nu$.
- [23] A. Vareille, Compte-rendu de la réunion de la collaboration NEMO (Orsay)(28-29/10/1992)
- [24] A.V. Blinov, D. Dassié, P. Mennrath, Groupe NEMO, Note interne CENBG 9305, CENBG-Bordeaux (1993).
Effect of the Geiger cells on the efficiency of the NEMO 2 detector in the $\beta\beta 2\nu$ mode.

- [25] F. Natchez, Thèse de Doctorat de l'Université de Clermont-Ferrand II, **PCCF T 9304** (1993), n° d'ordre: **DU 528**.
Mesure de la radiopureté en thallium 208 et en bismuth 214 d'une feuille de molybdène avec le détecteur NEMO.
- [26] C. Izac, Thèse de Doctorat de l'Université de Bordeaux I, **CENBG 9306**(1993), n° d'ordre: **944**.
Analyse et premiers résultats de l'expérience NEMO 2: étude des bruits de fond des décroissances $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$.
- [27] R. Brun, O. Couet, C. Vandoni, P. Zanarini, CERN Program Library Long Writeup **Q121** CERN, Genève (1991).
PAW User Guide.
- [28] ANSI X3.124-1985 et ISO 7942-1985,(1985).
Graphical Kernel System.
- [29] V. I. Tretyak, Groupe NEMO, Note interne 2/92, LAL-Orsay (1992).
Models of decay of natural radioactive nuclides.
- [30] V. I. Tretyak, Groupe NEMO, Note interne 6/93, LAL-Orsay (1993).
Current possibilities of events generation in GENBB code.

Chapitre III

Effets du radon dans NEMO 2

Méthode de détection du ^{214}Bi par les alpha retardés

1 Introduction

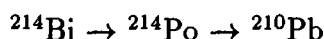
La compréhension des bruits de fond est une dimension essentielle des expériences double bêta en détection directe. En effet, les signaux attendus ou éventuels sont très faibles et caractérisés par des énergies qui appartiennent au domaine de la radioactivité naturelle. Cette nécessité de mesurer les diverses contributions du bruit de fond justifie le programme par étapes suivi par la collaboration NEMO. Ainsi, certains processus qui ont fait l'objet d'études antérieures, seront présentés succinctement dans la section 2.

L'effort de réduction progressive des bruits de fond dans l'expérience NEMO 2 (sources ultra-pures, PM bas-bruit) nous permet d'envisager l'étude et la mesure de bruits de fond jusqu'ici marginaux dans NEMO 2 et qui pourraient devenir dominants dans une expérience plus sensible.

Le radon ^{222}Rn est le maillon gazeux de la chaîne radioactive de l'uranium ^{238}U . Son activité est bien connue dans les mines d'uranium mais plus généralement sa présence peut être détectée dans tous les sites souterrains, son abondance dépendant de la géologie locale.

La période radioactive du ^{222}Rn (3,82 jours) est telle qu'on puisse envisager son accumulation dans l'atmosphère du LSM. Sa diffusion à travers les parois de NEMO 2 semble possible, contribuant ainsi à la pollution du dispositif expérimental en ^{214}Bi , seul descendant de la chaîne à pouvoir induire un fond à haute énergie. Plusieurs groupes de recherche sur la $\beta\beta$ ont mis en évidence l'influence du radon dans leurs expériences en constatant des variations du taux de déclenchement de leur détecteur [1] ou en mettant en évidence des événements caractérisant une contamination interne du détecteur par le radon ([2], pour une chambre à projection temporelle au ^{136}Xe).

Dans ce chapitre, les effets physiques dus au radon seront présentés. Nous montrerons que le détecteur est sensible à la présence du radon dans son environnement et que ses effets sont à la fois externes et internes. Dans cet objectif, nous avons mis au point une méthode de sélection d'événements caractérisant les désintégrations du ^{214}Bi à l'intérieur du détecteur en signant les cascades $\beta - \alpha$:



Cette méthode n'est pas nouvelle puisqu'elle a déjà été utilisée par de nombreux groupes afin de mesurer la contamination en ^{214}Bi des expériences [1] [2] [3] [4] [5] [6] [7]. Nous nous proposons d'estimer les effets du radon diffusant dans les chambres à fils de NEMO 2. L'analyse de ces pollutions sera présentée dans le chapitre suivant.

2 Les bruits de fond du signal $\beta\beta 0\nu$

Le spectre en énergie totale électronique de la $\beta\beta 0\nu$ se confondant avec la fin du spectre de la transition permise, cette dernière constitue le bruit de fond ultime et irréductible d'une expérience $\beta\beta 0\nu$. Ce point a été discuté dans le chapitre I en liaison avec la résolution en énergie.

Si on considère la radioactivité naturelle, le domaine d'énergie sensible dépend de l'émetteur $\beta\beta$. Dans le cas du ^{100}Mo , celui-ci se situe aux limites de la radioactivité naturelle, vers 3 MeV. Dans cette région d'énergie, seuls deux noyaux émetteurs bêta contribuent au bruit de fond, le ^{214}Bi ($Q_{\beta,\gamma} = 3,27$ MeV), et le ^{208}Tl ($Q_{\beta,\gamma} = 5$ MeV) qui peuvent déposer 3 MeV et plus d'énergie dans le détecteur.

D'autres bruits de fond pour la $\beta\beta 0\nu$ sont envisageables:

- les neutrons de fission issus de la roche dont la capture dans la matière environnant le détecteur peut induire des γ de hautes énergies (jusqu'à 8 MeV). Le nombre d'événements ($2e$) à haute énergie ($[2,5-3,0]\text{MeV}$) engendrés par ces γ (création de paire) a été estimé à 0,2 coups/MeV/année [8].

- les cosmiques susceptibles d'interagir dans le détecteur dont la contribution est rendue négligeable par la position même du laboratoire souterrain [8].

On ne discutera pas ici de ces deux contributions. Rappelons toutefois que le blindage de NEMO 2 a été dimensionné pour rendre ces bruits de fond marginaux par rapport aux contributions $\beta\beta 2\nu$, ^{214}Bi et ^{208}Tl .

2.1 Les composantes de la contamination en ^{214}Bi

Le ^{214}Bi se désintègre par processus bêta vers le niveau fondamental ou les niveaux excités du ^{214}Po avec un Q_{β} inférieur ou égal à 3,27 MeV. Il donne lieu à l'émission d'événements du type ($k e^{-}$, $l \gamma$) ($k, l = 0, 1, 2, \dots$) par désexcitation entre

Technique utilisée	Spectroscopie γ détecteur germanium	Canal (e, γ) détecteur NEMO 2
Phase 1 (Bq/kg) Mo Commercial	$1,50 \pm 0,17$ (quelques 10 h)	$1,07 \pm 0,08$ (2271 h)
Phase 2 (mBq/kg) <i>nat.</i> Mo (CLIMAX)	27 ± 5 (310 h)	35 ± 7 (3595 h)
Phase 2 (mBq/kg) <i>nat.</i> Mo (ITEP 1)	< 18 (72 h)	15 ± 5 (3595 h)
Phase 2 et 3 (mBq/kg) <i>nat.</i> Mo (ITEP)	< 33 (455 h)	< 23 (6000 h)
Phase 3 (mBq/kg) ^{100}Mo (ITEP)	< 50 (408 h)	< 33 (6000 h)

Table 1: Contamination en ^{214}Bi des sources de molybdène utilisées dans le détecteur NEMO 2 pendant les phases 1, 2 et 3.

niveaux nucléaires (figure 1). Il est donc tout à fait possible que cet isotope, en se désintégrant, simule un processus $\beta\beta$ à haute énergie.

On attend une contamination de la source de molybdène en ^{214}Bi à cause de traces d'uranium ^{238}U dans les minerais de molybdène. D'autre part, la présence de ^{222}Rn dans l'atmosphère du LSM est connue et mesurée.

Nous présentons dans la table 1, les activités en ^{214}Bi des sources utilisées en phases 1, 2 et 3. Ces activités ont d'une part été mesurées par spectroscopie γ (détecteur germanium bas bruit de fond) et d'autre part grâce au détecteur NEMO 2 par l'étude du canal (e, γ) ([9] et chapitre II). Les incertitudes de mesure ne concernent que les incertitudes de comptage. Les erreurs systématiques peuvent atteindre 20% dans chaque technique, les deux mesures sont en bon accord. Nous indiquons entre parenthèses la durée d'acquisition pour chaque mesure, la masse des sources mesurées étant typiquement de l'ordre de 100 grammes, tant pour la spectroscopie γ que pour NEMO 2. La radiopureté des sources a atteint dès la phase 2 un niveau très faible, au point que les techniques de spectroscopie γ arrivent parfois à leur limite de sensibilité. L'étude de la contribution du ^{214}Bi dans le canal (e, γ) à haute énergie met en oeuvre des statistiques de comptage très faibles (quelques dizaines d'événements et moins pour plusieurs milliers d'heures d'acquisition); une mesure de la pollution en ^{214}Bi des sources utilisées devient donc difficile car l'efficacité dans ce canal est faible (de l'ordre de $7 \cdot 10^{-4}$).

2.2 Le radon

Seul maillon gazeux des trois grandes chaînes radioactives naturelles, le radon (isotopes ^{219}Rn , ^{220}Rn et ^{222}Rn) peut migrer à travers la roche constituant

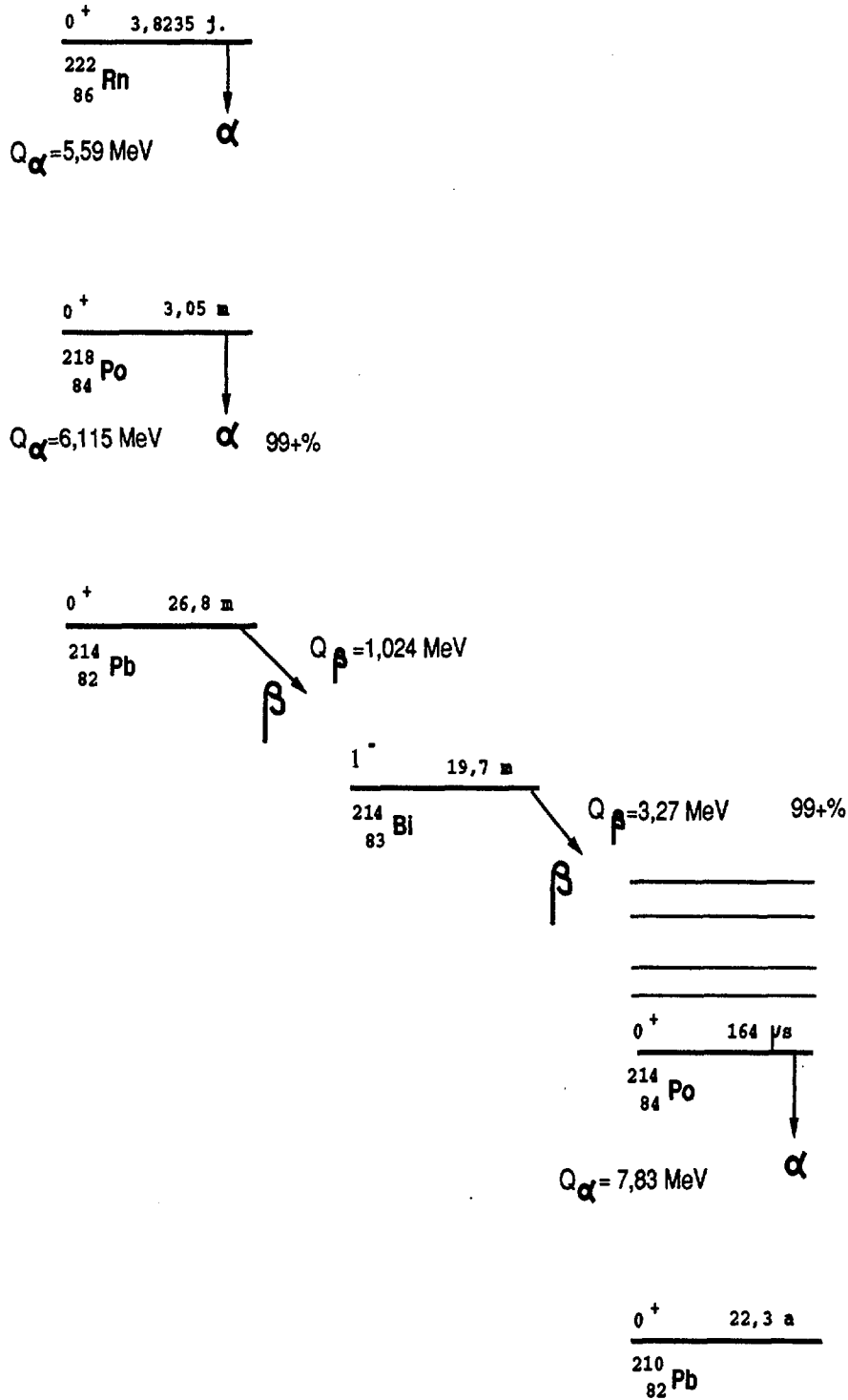


Figure 1: Schéma simplifié de désintégration du ^{222}Rn et de ses descendants dans la chaîne du ^{238}U .

les parois du laboratoire et s'accumuler dans l'atmosphère. Ces isotopes, en se désintégrant, peuvent déposer leurs descendants (isotopes du polonium, du plomb et du bismuth) par adsorption sur les surfaces.

En fait, c'est principalement le ^{222}Rn , dont la demi-vie (3,82 jours) est longue par rapport aux ^{219}Rn et ^{220}Rn (demi-vies respectives: 3,96 et 55,6 secondes), qui a le temps de s'accumuler en quantité relativement importante dans le LSM. Malgré la ventilation de l'atmosphère du laboratoire, le ^{214}Pb et le ^{214}Bi (figures 1 et 2 et [10]) s'accumulent dans la cavité et peuvent ainsi, de l'intérieur du blindage où ils sont déposés, induire un flux de γ et d'électrons vers la peau source. Par double effet Compton (ou effet Compton + diffusion Møller) dans l'épaisseur de la peau, les γ du ^{214}Bi peuvent simuler des événements (2e) à des énergies relativement variables. Nous discuterons plus loin l'éventualité d'un bruit de fond d'une telle origine pour la $\beta\beta 0\nu$. De plus, et ceci constitue le thème majeur de cette étude, on envisage une diffusion du ^{222}Rn à l'intérieur du détecteur de traces. Le détecteur peut en effet présenter une certaine porosité, par exemple au niveau des fenêtres externes de mylar aluminisé situées devant les murs de scintillateurs, ou bien encore au niveau de joints entre les cadres supportant les cellules Geiger. Le radon est susceptible de déposer ses descendants sur les surfaces internes de NEMO 2, dont la source. Notons qu'il existe une probabilité relativement importante (de l'ordre de quelques 10^{-3}) que la désintégration β du ^{214}Bi donne lieu à l'émission de deux électrons, l'une de ces deux particules ayant pour origine un processus de conversion interne dans les états excités du ^{214}Po (figure 2, [10]). Dans ce cas, toute l'énergie de l'événement (moins l'énergie de liaison atomique) est transférée aux électrons, ce qui n'est pas le cas avec l'effet Compton, où l'électron éjecté par le γ primaire n'emporte qu'une partie de l'énergie de celui-ci. Il y a donc un risque évident pour que le ^{214}Bi simule efficacement un processus $\beta\beta$ à haute énergie. La table 2 donne les proportions d'événements générés dans diverses topologies ($k e^-$, $l \gamma$) lors des désintégrations du ^{214}Bi (on ne considère pas le dispositif expérimental). Les valeurs de cette table sont issues du programme GENBB utilisé pour générer les événements de simulation (chapitre II, section 3.3). En caractères gras est indiquée la topologie pour laquelle l'exemple de la figure 2 contribue majoritairement (quelques 0,1 %), donnant lieu à l'émission de 2 électrons et d'un photon X de conversion interne. Notons que les canaux (e, γ) et (e, γ, γ) sont particulièrement avantageés comme nous l'avons indiqué dans le chapitre II (section 3.4); dans le détecteur NEMO 2, il faut cependant tenir compte de la faible efficacité de détection des gamma qui privilégie en définitive le canal (e, γ).

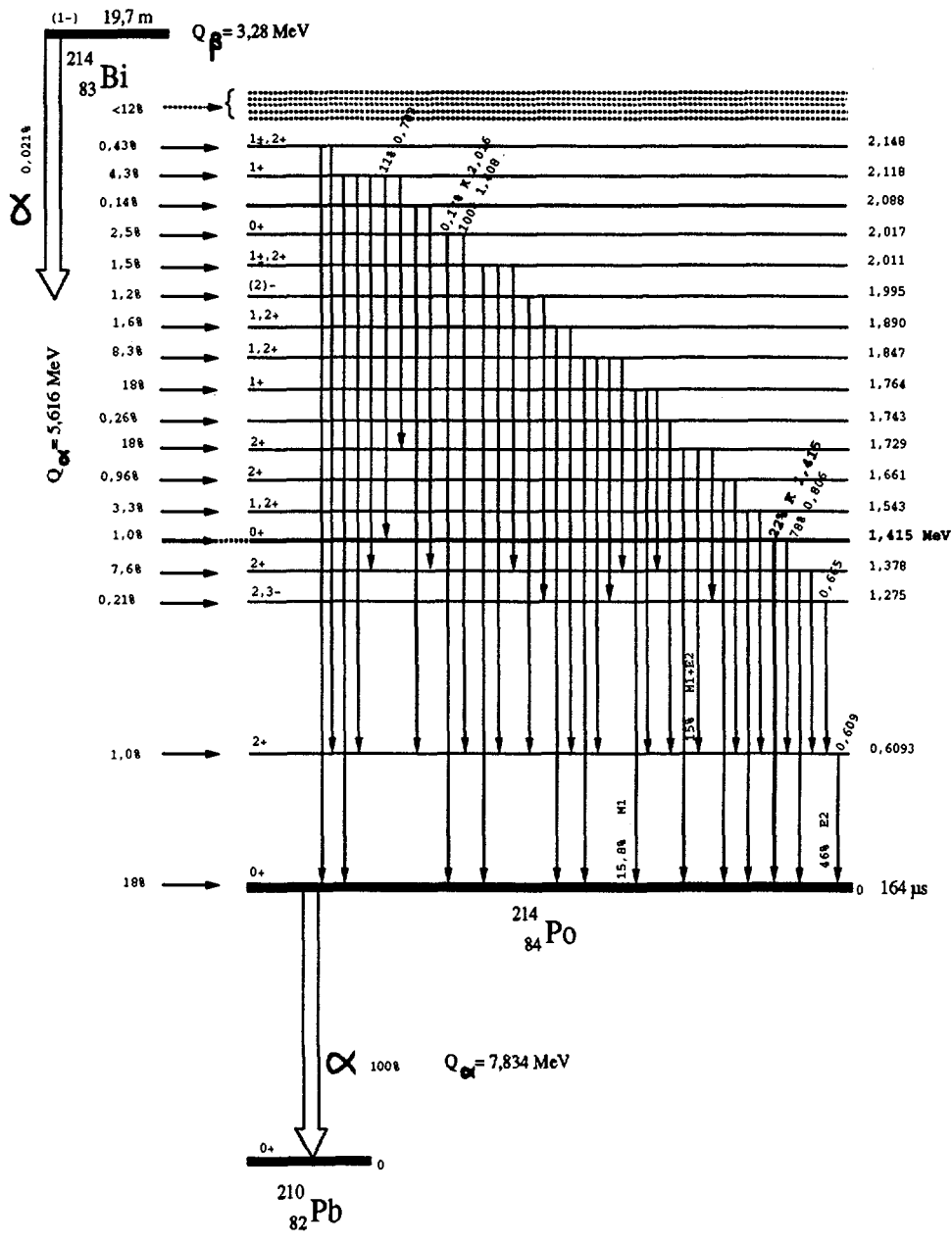


Figure 2: Schéma partiel et simplifié de la désintégration du ^{214}Bi vers le ^{210}Pb .
 Exemple de transition conduisant à l'émission de 2 électrons (plus un X de conversion interne, couche K): $^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{214}\text{Po}$ (1415 keV) avec $Q_{\beta} = 1860 \text{ keV}$ et $p_{\beta} \simeq 1\%$,
 puis ^{214}Po (1415 keV) $\rightarrow ^{214}\text{Po}$ (0 keV) par conversion interne, $p_{CI} \simeq 22\%$.

	0 γ	1 γ	2 γ	3 γ
1 e ⁻	17,6 %	35,1 %	40,1 %	4,9 %
2 e ⁻	0 %	0,35 %	1,52 %	0,29 %

Table 2: Répartition en topologie (k e⁻, l γ) à la génération des désintégrations du ²¹⁴Bi .

3 Les effets du radon

Dans cette section, nous mettons en évidence l'influence du radon dans l'expérience NEMO 2 et montrons la nécessité d'en étudier les effets, particulièrement dans l'hypothèse d'une contamination interne du détecteur par le radon.

3.1 Mise en évidence du radon

Le Laboratoire Souterrain de Modane dispose d'un détecteur mesurant la radioactivité du radon présent dans l'atmosphère de la cavité. Cet appareil détecte les particules alpha de désintégration du radon et mesure leur énergie. Il est donc capable de mesurer les activités en ²²⁰Rn et ²²²Rn dont les énergies des alpha émis sont respectivement 6,40 MeV et 5,59 MeV . Le ²¹⁹Rn est trop faiblement présent pour être détecté [11]. Grâce à ce dispositif, une mesure de l'activité en radon est faite toutes les 2 heures. Le niveau de radioactivité de l'air dans le LSM est typiquement de 10 Bq/m³ lorsque la ventilation fonctionne parfaitement, et peut s'élever à plus de 100 Bq/m³ dans le cas contraire. Plus de 90% de cette activité est relative à l'isotope ²²²Rn . La faible concentration du ²²⁰Rn dans l'air nous autorise à négliger ses effets dans NEMO 2, qui pourraient à un autre niveau polluer l'expérience en ²⁰⁸Tl . Notre étude doit permettre d'estimer une limite supérieure de cet effet sous l'hypothèse que les processus de diffusion et de dépôt des radon soient identiques. Nous présentons sur la figure 3 les mesures de l'activité en radon entre le 4/11/92 et le 8/11/92 (fin de la phase 2) [12]. On constate que cette activité volumique dépend très fortement du fonctionnement de la ventilation du laboratoire.

On peut mettre en évidence le radon dans l'expérience en mesurant les variations du taux de déclenchement du détecteur NEMO 2. Les conditions de déclenchement ont été définies comme suit aussi bien en phase 2 qu'en phase 3:

- 2 PM touchés en coïncidence,
- 4 plans de cellules Geiger touchés.

Le taux de déclenchement de NEMO 2 est typiquement de 800 coups.h⁻¹. Nous montrons sur la figure 4 les variations du taux de déclenchement relatives à 55 modules de données (\simeq 1 heure par module) pour la période d'acquisition n°389 (run 389, fin de la phase 2) qui a duré plus de 2 jours. On met ainsi

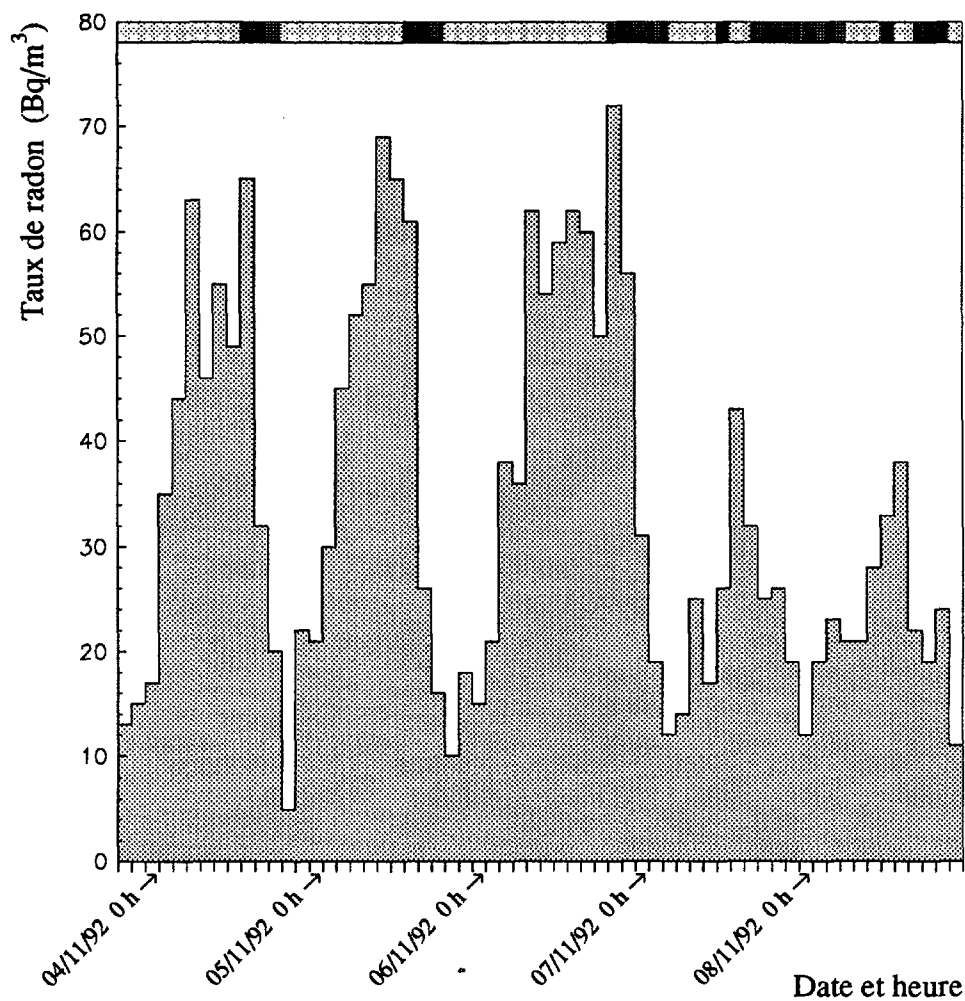


Figure 3: Variations du taux de radon dans l'atmosphère du LSM pendant 4 jours. L'échelle horizontale en haut indique l'état de fonctionnement de la ventilation: hachuré sombre pour ventilation en fonctionnement; gris clair pour ventilation arrêtée.

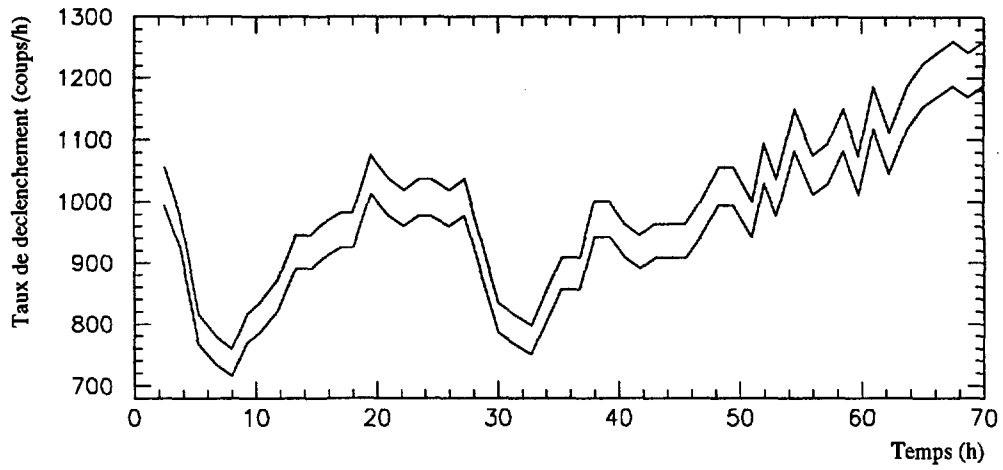


Figure 4: Variations du taux de déclenchement de NEMO 2 pendant le run 389. Les deux courbes délimitent la région à $\pm 1\sigma$ d'incertitude statistique.

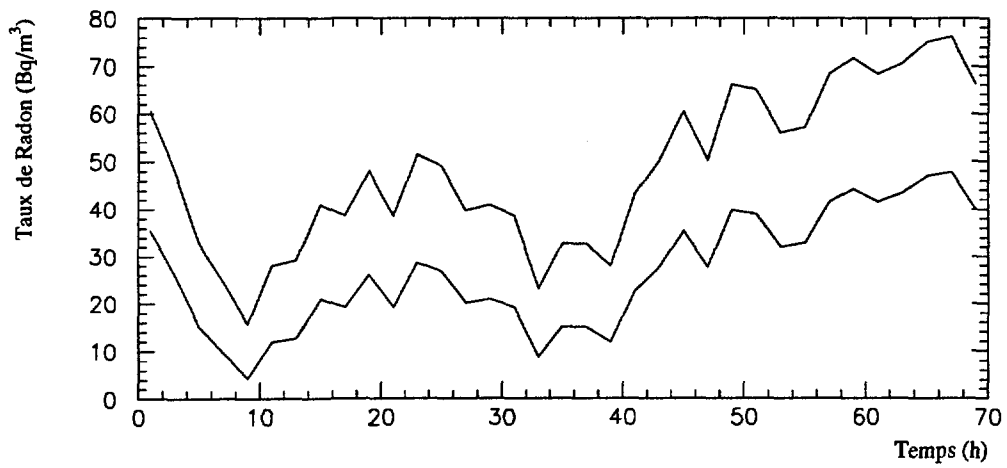


Figure 5: Variations du taux de radon dans l'atmosphère du LSM pendant le run 389 (période identique à celle de la figure 4; courbes à $\pm 1\sigma$).

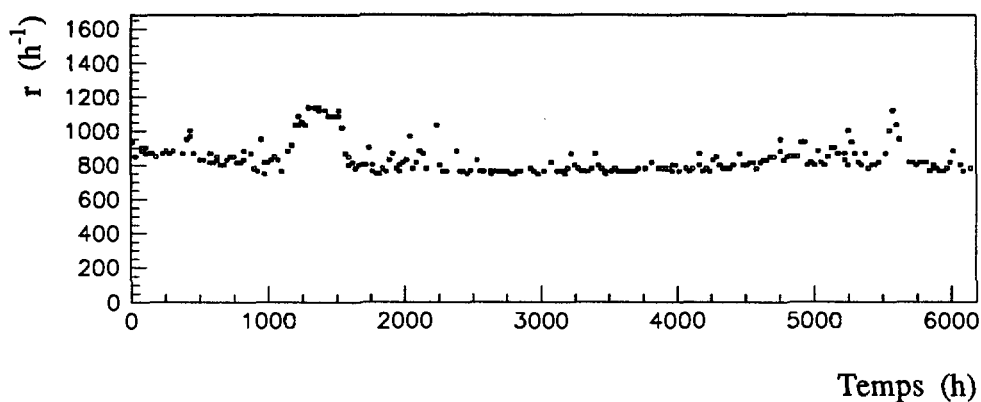


Figure 6: Variations du taux de déclenchement moyen par run r sur l'ensemble de la phase 3.

en évidence de grandes fluctuations de ce taux de déclenchement qui peuvent atteindre +50% par rapport au taux le plus bas. On vérifie que ces fluctuations sont dues à des variations de l'activité en ^{222}Rn dans le laboratoire comme le montre la figure 5. On observe une corrélation évidente des deux phénomènes, sans délai en temps sensible. Ce résultat s'explique simplement par le fait que les désintégrations du ^{222}Rn (enregistrées par le détecteur de radon) conduisent en moins d'une heure aux désintégrations du ^{214}Pb et du ^{214}Bi qui sont susceptibles de déclencher NEMO 2 (figure 1). L'inertie du déclenchement par rapport à la présence de radon dans le laboratoire doit être inférieure à une heure. C'est ce que nous observons qualitativement sur les figures 4 et 5.

3.2 Mesure du taux de radon grâce au taux de déclenchement

Lors de la phase 3, nous avons, à la suite des précédentes observations, tenté de calibrer linéairement le taux de radon moyen (Q) par le taux moyen de déclenchement (r) au cours de chaque run (d'une durée typique de 24 heures):

$$Q \text{ (Bq/m}^3\text{)} = a \times r \text{ (h}^{-1}\text{)} + b \quad (1)$$

La figure 6 présente les variations du taux moyen de déclenchement de NEMO 2 pendant la phase 3. Pendant environ 3 semaines en Février 1993, ce taux a été très élevé (vers 1300 heures sur la figure; cf. chapitre II, section 2.1).

Run	576	592
Durée (h)	23,60	23,69
Nombre d'événements	25692	17867
r (h^{-1})	1088	754
Q^* (Bq/m^3)	90	5

Table 3: Caractéristiques des runs 576 et 592. Q^* est le taux de radon moyen pendant le run mesuré au LSM.

La figure 7 présente le résultat obtenu en ajustant par régression linéaire une droite de calibration pour un ensemble de 39 runs de la phase 3 pour lesquels nous disposons de la mesure du radon dans le laboratoire. L'ajustement donne pour les 2 paramètres a et b ($\chi^2 = 41,1$; $\nu = 37$):

$$a = 0,278 \pm 0,009 \text{ (Bq.h/m}^3\text{)}$$

$$b = -199 \pm 8 \text{ (Bq/m}^3\text{)}$$

Ceci conduit à un taux de déclenchement propre du détecteur de $722 \pm 7 \text{ h}^{-1}$. La phase 3 correspond à 6168 heures de prise de données, avec:

- $(4,45 \pm 0,04) 10^6$ événements détectés par NEMO 2 dus au seul détecteur. Avec un taux moyen de radon dans le laboratoire de $34 \text{ Bq}/\text{m}^3$ constaté sur l'ensemble de la phase, on obtient:

- $(0,73 \pm 0,04) 10^6$ événements détectés par NEMO 2 dûs aux descendants du radon, soit plus de 14% des événements détectés.

On constate donc que le radon est loin d'avoir un effet négligeable sur NEMO 2. Le problème se posera par la suite d'étudier finement ses effets dans l'expérience.

Lors de la phase 3, le détecteur était principalement sensible à ses propres pollutions, notamment la pollution importante - d'origine externe - des verres des photomultiplicateurs. Le détecteur NEMO 2 étant amené à évoluer dans le sens d'une réduction de ses bruits de fond, la contribution du radon dans des conditions de ventilation du laboratoire similaires peut devenir relativement importante.

3.3 Dépôt d'énergie dans NEMO 2 induit par les descendants du ^{222}Rn

Deux runs de la phase 3, l'un avec un taux moyen de déclenchement faible (run 592) et l'autre avec un taux élevé (run 576) ont été sélectionnés afin d'en extraire statistiquement la distribution en énergie totale déposée dans NEMO 2 par les événements attribués au radon. Le run 576 a été acquis pendant le mois de Février 1993, période pendant laquelle la ventilation du LSM ne fonctionnait pas. La table 3 présente les caractéristiques générales de ces 2 runs. L'énergie totale

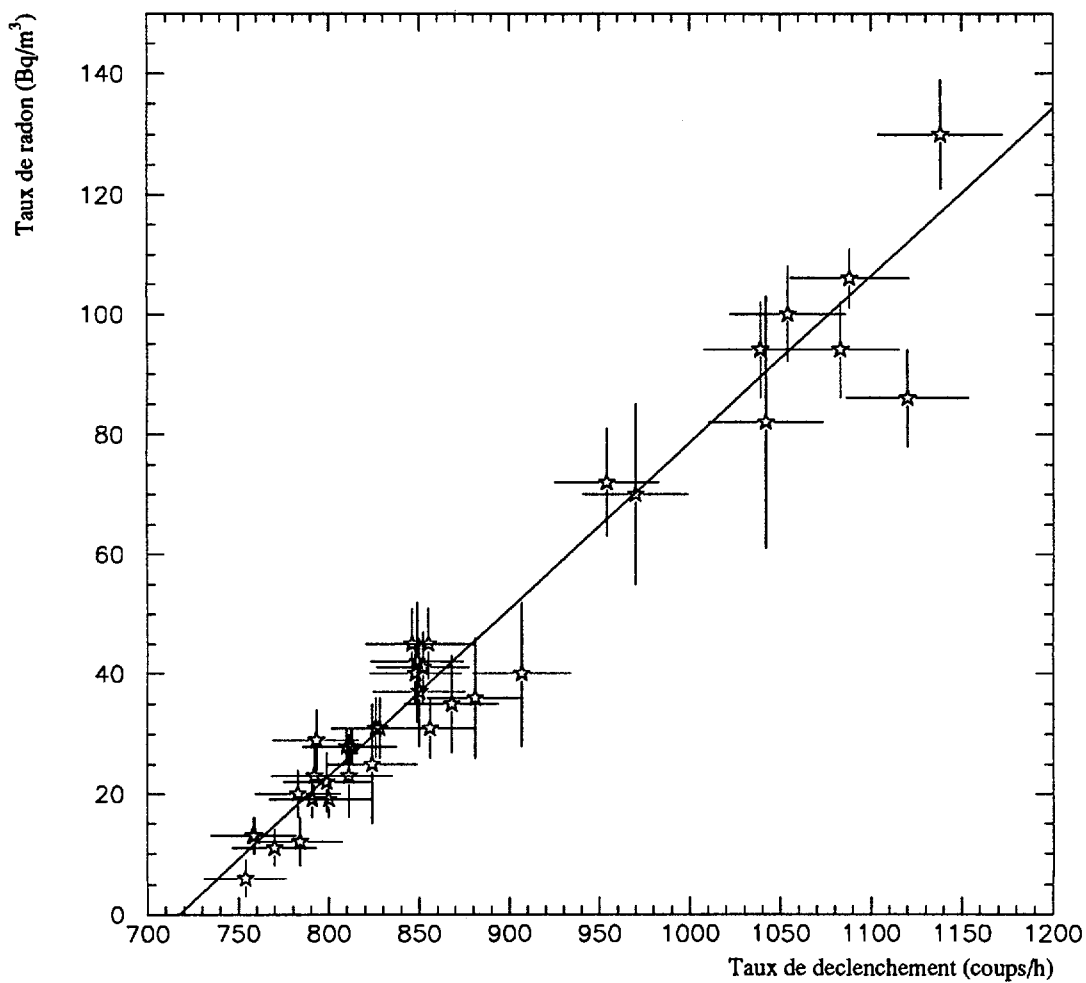


Figure 7: Calibrage du taux de radon par le taux de déclenchement de NEMO 2 (phase 3).

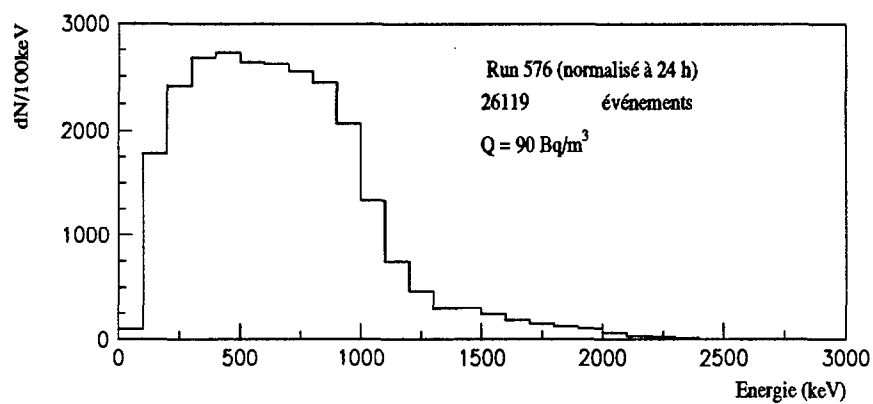


Figure 8: Distribution en énergie totale pour le run 576 (normalisée à 24 h).

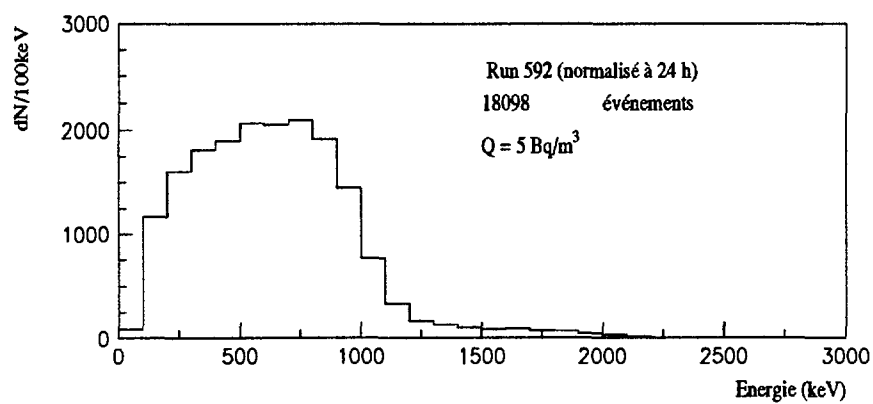


Figure 9: Distribution en énergie totale pour le run 592 (normalisée à 24 h).

enregistrée dans les scintillateurs (sauf CsI) par le détecteur a été considérée sans aucune coupure autre que celles imposées par le déclenchement (pas de coupures en énergie ni en temps de vol). Par soustraction des deux distributions observées - normalisées à 24 heures (figures 8 et 9) - la contribution du détecteur seul et celle du radon ramenée à une activité de 100 Bq/m^3 ont été isolées. Ces deux distributions sont présentées sur les figures 10 et 11 (trait plein pour le détecteur seul, carrés blancs pour la contribution du radon), la figure 11 étant relative à la partie de plus haute énergie. Il apparaît que la forme des deux spectres est différente et qu'au delà de 1 MeV, le radon à 100 Bq/m^3 domine le bruit propre du détecteur. Enfin le spectre attribué aux descendants du ^{222}Rn s'étend jusqu'à 3 MeV, ce qui est compatible avec l'hypothèse selon laquelle ces événements sont produits par les désintégrations bêta-gamma du ^{214}Bi .

Nous avons réalisé une simulation des désintégrations du ^{214}Bi et de son parent direct le ^{214}Pb , dans les hypothèses suivantes:

- les deux radio-éléments sont déposés par le ^{222}Rn , à l'intérieur du blindage,
- le dépôt est localisé au niveau des fenêtres externes de mylar de NEMO 2, devant les murs de scintillateurs.

Nous présentons en figures 12-a et 12-b les distributions en énergie totale déposée dans les conditions de déclenchement par les désintégrations de ces noyaux. En sommant ces deux contributions, on obtient la distribution (figure 13) en énergie pour tous les descendants du ^{222}Rn auxquels le détecteur NEMO 2 est sensible. Cette distribution reproduit correctement la distribution expérimentale (figure 10, carrés blancs).

Par ailleurs, l'activité à 100 Bq/m^3 du volume d'air situé à l'intérieur du blindage est compatible avec l'augmentation du taux de déclenchement comme nous le justifions dans la suite. L'ordre de grandeur de l'activité en ^{222}Rn de l'air entre les parois externes de mylar et les calorimètres (volume $\sim 0,03 \pm 0,01 \text{ m}^3$) est obtenu à partir des 9437 événements attendus en 24 heures (figure 10) dans l'hypothèse d'une correspondance point à point entre le radon et ses descendants. L'efficacité de détection de tels événements dans NEMO 2 est déterminée grâce à la simulation: $(1,85 \pm 0,03) \cdot 10^{-2}$. L'activité du radon déduite des hypothèses précédentes s'élève à:

$$A_{\text{radon}}^{\text{blindage}} = 9437 / (24 \times 3600 \times 0,03 \times 1,85\%) = 200 \pm 100 \text{ Bq/m}^3$$

L'activité du radon à l'intérieur du blindage est du même ordre de grandeur que l'activité du ^{222}Rn extrapolée des mesures du LSM. A l'issue de cette première analyse, il apparaît que les principaux effets des descendants du ^{222}Rn sont bien compris. Sur l'ensemble de la phase 3, le nombre de désintégrations de noyaux de ^{214}Bi qui se sont produites à l'intérieur du blindage devant les fenêtres de mylar est:

$$N_{214\text{Bi}}^{\text{blindage}} = (38,8 \pm 2,4) \cdot 10^6$$

Dans les conditions de la phase 3, qui sont les conditions de cette analyse, le nombre d'événements extrapolés au delà de 2,5 MeV - dans la région énergétique

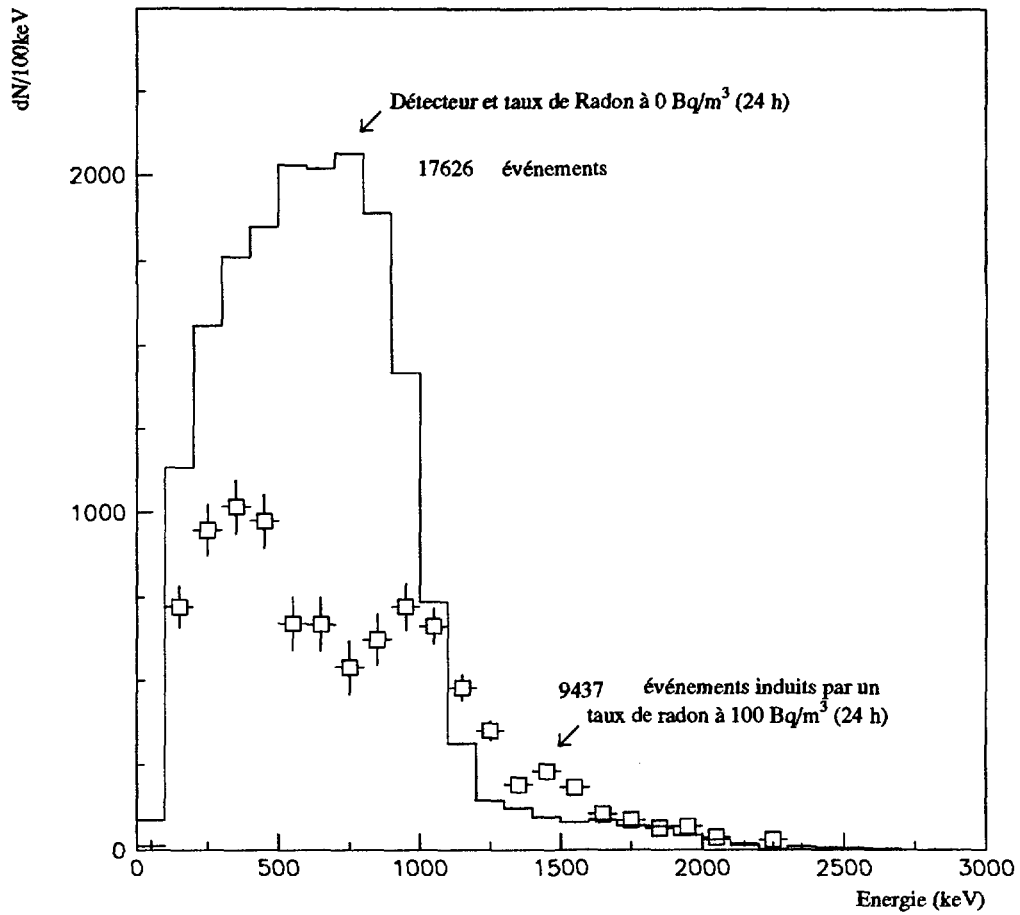


Figure 10: Distributions extrapolées en énergie totale (normalisées à 24 h): (a) due au détecteur seul (trait plein); (b) due à 100 Bq/m^3 de radon dans le LSM (carrés).

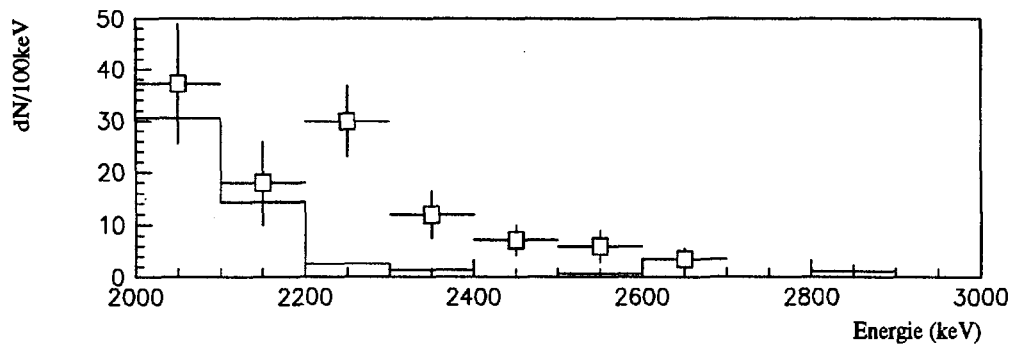


Figure 11: Idem figure 10 au-dessus de 2 MeV.

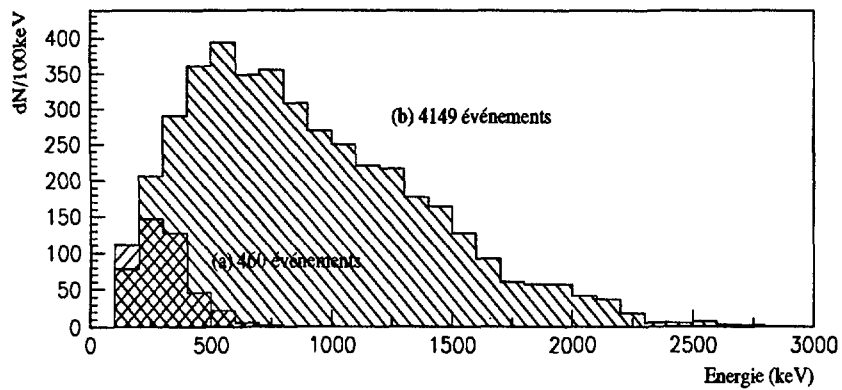


Figure 12: Simulation: distribution en énergie totale déposée dans le détecteur par les désintégrations: (a) du ^{214}Pb (250000 événements générés); (b) du ^{214}Bi (250000 événements générés).

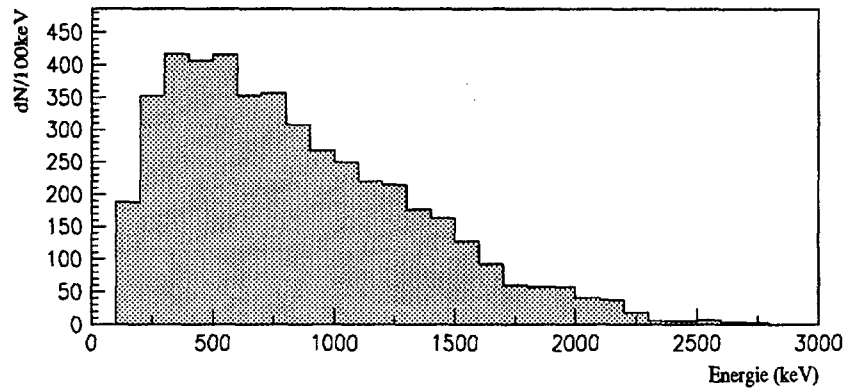


Figure 13: Simulation: distribution en énergie totale déposée dans le détecteur somme des contributions du ^{214}Pb et du ^{214}Bi .

de la $\beta\beta 0\nu$ - est de:

$$N_{\geq 2,5\text{MeV}} = 10 \times 6168/24 \times 34/100 \simeq 900$$

Ces événements sont induits par le flux externe de γ et d'électrons venant des désintégrations du ^{214}Bi dans le blindage. La majorité d'entre eux sont rejetés par la coupure en temps de vol lors du filtrage des données. Cependant, plusieurs questions émergent à ce stade de l'analyse:

- Dans quelle mesure cette coupure est-elle vraiment efficace pour certains de ces événements (effets physiques dans la peau simulant des événements internes)?
- Comment se distribuent ces événements dans les topologies $(2e)$, (e,γ) qui sont étudiées principalement dans notre expérience ?
- Le radon a-t-il d'autres effets que ceux externes analysés ci-dessus?
- Y a-t-il présence de ^{214}Bi à l'intérieur de NEMO 2 suite à une diffusion du radon à travers les parois ?
- Comment évaluer l'éventuelle contribution du radon interne par rapport à la contamination interne de la source en ^{214}Bi en tant que bruit de fond au processus $\beta\beta 0\nu$?

Nous essayerons de répondre à ces questions dans la suite de ce travail.

Taux de radon	Faible	Moyen	Elevé	Total
Q (Bq/m ³)	16	37	100	34
Durée (h)	2816	2842	510	6168
N _(e,γ)	4930	5627	1405	11962
Taux (h ⁻¹)	1,75±0,02	1,98±0,03	2,75±0,07	1,94±0,02

Table 4: Nombre d'événements (e,γ) selon le taux de radon moyen dans le LSM (Phase3).

3.4 Effets dans les principaux canaux d'analyse

Nous avons souligné l'importance de l'étude du canal (e,γ) dans l'expérience NEMO pour estimer et mesurer les différentes pollutions. Le radon aura une forte influence dans ce canal à cause des désintégrations bêta-gamma de ses descendants. Considérant l'ensemble des données filtrées de la phase 3 (6168 h), une sélection des événements (e,γ) avec vertex reconstruit sur la peau a été faite [13]. A partir du lot sélectionné, trois ensembles d'événements ont été définis respectivement comme suit:

- événements issus des runs avec un taux de déclenchement inférieur à 800 h⁻¹ (taux de radon faible),
- événements issus des runs avec un taux de déclenchement entre 800 h⁻¹ et 1000 h⁻¹ (taux de radon moyen),
- événements issus des runs avec un taux de déclenchement supérieur à 1000 h⁻¹ (taux de radon élevé),

On définit ainsi trois périodes d'activité moyenne en radon différentes. On souhaite mettre en évidence une corrélation entre l'activité en ²²²Rn de l'atmosphère du laboratoire et le taux horaire d'événements (e,γ) sélectionnés, dans les conditions du filtre appliqué au données, et qui comprend entre autre la coupure en temps de vol (cf. chapitre II, section 3.1). Ces événements (e,γ) sont interprétés par l'analyse comme ayant une origine interne. La table 4 présente les lots d'événements sélectionnés pour les trois périodes sur l'ensemble de la source

Taux (e, γ) à 0 Bq/m ³ (h ⁻¹)	1,55±0,03
$N_{(e,\gamma)}^{NEMO2}$	9600±200
$N_{(e,\gamma)}^{radon}$	2400±180

Table 5: Taux et nombres d'événements (e, γ) extrapolés selon leur origine (détecteur seul ou radon externe).

(molybdène enrichi ¹⁰⁰Mo et molybdène naturel purifié ^{nat.}Mo); les taux horaires sont également indiqués. Sur la figure 14, l'extrapolation à 0 Bq/m³ de la variation du taux horaire de ces événements permet de discriminer la contribution du radon.

La table 5 présente le résultat de cette extrapolation ainsi qu'une estimation des nombres d'événements respectivement dus au seul détecteur et aux seuls descendants du radon. Le nombre extrapolé d'événements (e, γ) (¹⁰⁰Mo + ^{nat.}Mo) attribués aux seuls descendants du radon est:

$$N_{(e,\gamma)}^{radon} = 2400 \pm 180$$

On peut comparer ce nombre avec le nombre d'événements (e, γ) attendus dans ce canal dans l'hypothèse des désintégrations du ²¹⁴Bi devant les fenêtres externes de mylar. La probabilité de détecter ces événements dans le canal (e, γ) est obtenue par la simulation du ²¹⁴Bi et du ²¹⁴Pb externes: $(7,4 \pm 1,8) 10^{-5}$. Les processus dominants étant l'effet Compton dans la peau et des événements plus complexes à plusieurs γ . Le nombre d'événements (e, γ) d'origine externe attendus est:

$$N_{(e,\gamma),att.}^{radon} = 38,8 10^6 \times 7,4 10^{-5} = 2870 \pm 720$$

Cette estimation est compatible avec le nombre extrapolé d'événements (2400).

Cette comparaison reste qualitative. Toutefois des hypothèses relativement simples nous ont permis de mieux quantifier les effets du radon externe. Pour la phase 3, le cinquième des événements (e, γ) a pour origine le radon externe. Afin de minimiser les effets du radon lors de l'étude de ce canal, les runs à fort taux de radon peuvent être écartés de l'analyse sans grande perte de signification statistique, ceux-ci constituant moins de 10% de la durée d'acquisition. Il restera toutefois une influence du radon dans les runs dits à faible taux de radon. Ceci peut limiter notre compréhension des bruits de fonds. Les événements (e, γ) à

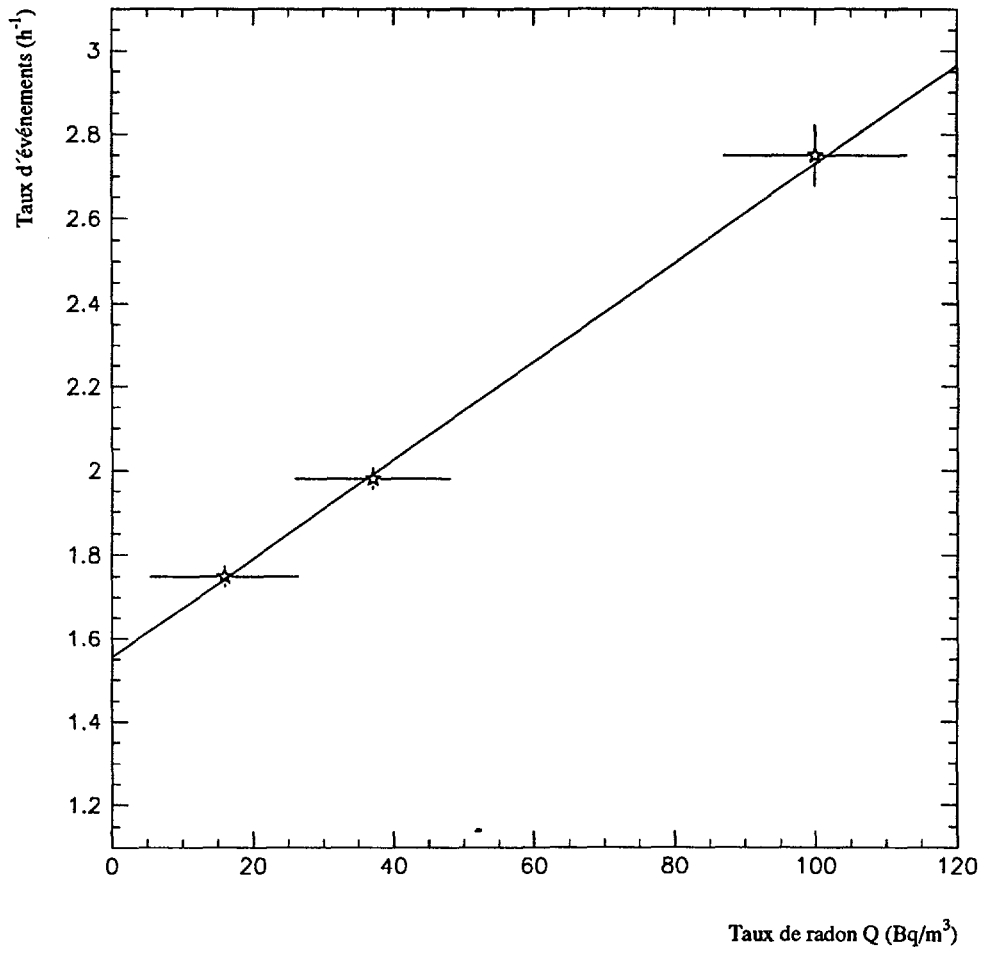


Figure 14: Extrapolation à 0 Bq/m³ du taux d'événements (e, γ) en phase 3, ($\chi^2=0,28$).

Taux de radon	Faible	Moyen	Elevé	Total
Q (Bq/m ³)	16	37	100	34
Durée (h)	2816	2842	510	6168
¹⁰⁰ Mo N _(2e)	762	743	142	1647
Taux (h ⁻¹)	0,27±0,01	0,26±0,01	0,28±0,02	0,27±0,01
^{nat.} Mo N _(2e)	189	219	54	462
Taux (h ⁻¹)	0,067±0,005	0,077±0,005	0,105±0,015	0,075±0,003

Table 6: Distribution sur les deux peaux de molybdène des événements (2e) selon l'activité en radon dans le LSM (phase 3).

haute énergie manifestent une dépendance plus marquée avec le taux de radon externe et donc une dépendance au ²¹⁴Bi plus importante [14].

Pour ce qui concerne le canal (2e), on peut utiliser la même méthode. La table 6 présente les nombres d'événements sélectionnés sur chacune des deux parties de la source. La différence statistique entre les deux peaux (un facteur proche de 4,4 pour une activité nulle en radon) s'explique par la présence du signal $\beta\beta 2\nu$ sur le molybdène enrichi. On constate qu'il n'y a pas d'effet significatif sur le ¹⁰⁰Mo alors qu'une faible dépendance au radon externe est observée sur le ^{nat.}Mo. Sur l'ensemble de la source, l'extrapolation linéaire à 0 Bq/m³ de radon conduit au nombre d'événements (2e) dus au radon externe (cf. table 7):

$$N_{(2e)}^{radon} = 130 \pm 50$$

Ce nombre est compatible avec le nombre attendu d'événements dans ce canal venant des désintégrations du ²¹⁴Bi externe. La probabilité de générer un événement (2e) est estimée par la simulation: $(4,0 \pm 3,0) 10^{-6}$. Le nombre d'événements (2e) attendus est:

$$N_{(2e),att.}^{radon} = 38,8 10^6 \times 4,0 10^{-6} = 155 \pm 120$$

Peau	^{100}Mo	nat. Mo
Taux (2e) à 0 Bq/m ³ (h ⁻¹)	0,26±0,012	0,060±0,006
$N_{(2e)}^{NEMO2}$	1635±70	370±40
$N_{(2e)}^{\text{radon}}$	30±30	100±35

Table 7: Extrapolation à 0 Bq/m³ du taux d'événements (2e) sur les 2 peaux de molybdène (phase 3), nombre d'événements déduits dus au détecteur seul et dus au radon.

L'intérêt de cette étude est avant tout de déterminer l'effet du radon externe dans la détermination de la période du processus $\beta\beta 2\nu$. Le principe de la mesure du signal $\beta\beta 2\nu$ consiste à soustraire le nombre d'événements (2e) sur la peau de molybdène naturel (bruit) au nombre d'événements (2e) sur le molybdène enrichi (signal+bruit) afin d'isoler le signal du bruit de fond. Le radon a approximativement le même effet sur chacune des deux peaux, la méthode de soustraction utilisée atténue a priori l'erreur induite par la présence d'événements (2e) de bruit de fond dûs au radon. Nous avons estimé à moins de 1% l'erreur systématique faite sur la mesure de la période du processus $\beta\beta 2\nu$ à cause du radon externe.

En résumé, le radon externe induit des événements interprétés comme ayant une origine interne dans le canal (e, γ) pour lequel l'effet est très net; dans le canal (2e), l'effet est tout juste statistiquement quantifiable avec des conséquences mineures sur la mesure du signal $\beta\beta 2\nu$. Nous reviendrons à la fin du chapitre IV sur l'éventualité que le ^{214}Bi externe induise un bruit de fond dans le canal (2e) à haute énergie (analyse $\beta\beta 0\nu$).

Cette analyse nous permet de bien comprendre les effets du radon externe au détecteur, elle n'est néanmoins pas adaptée pour étudier une éventuelle diffusion du radon à l'intérieur de NEMO 2 et d'en mesurer les conséquences en comparaison de la pollution en ^{214}Bi de la source.

3.5 Les événements avec alpha retardé issu de la désintégration du ^{214}Po

En appliquant un jeu de coupures adéquates sur les énergies des particules e et γ détectées dans le canal (e,γ) , il est possible d'isoler la contribution du ^{214}Bi présent dans la source (chapitre II, section 3.4 et [9]). Ces coupures à haute énergie sur les particules permettent d'isoler le signal, cependant l'analyse présente quelques difficultés: elle comporte du fond externe et son efficacité est faible.

Pour étudier les différentes contributions du ^{214}Bi - pollution interne de la source, éventuel dépôt en surface des descendants du radon diffusant dans les chambres à fils de NEMO 2 - on peut rechercher les événements, dans le canal (e,γ) par exemple et sans coupure en énergie, qui sont accompagnés de l'émission d'une particule alpha. L'alpha retardé qui est caractéristique de la désintégration du ^{214}Po vers le ^{210}Pb (figure 1) permet de signaler clairement les événements du ^{214}Bi (Introduction générale de ce mémoire, reproduction d'un événement $(2e^- + \alpha)$ dans l'expérience de Moe et al. [4]). Cet alpha est émis avec un retard de quelques centaines de microsecondes après la désintégration du ^{214}Bi (demi-vie du ^{214}Po : $T_{1/2} = 164 \mu\text{s}$). Son énergie est de 7,83 MeV, ce qui lui autorise un parcours de 20 microns dans le molybdène et de 33 cm dans le gaz des chambres de NEMO 2 (hélium + 4% alcool éthylique) (annexe II).

L'acquisition du détecteur NEMO 2, grâce aux TDC lents, a été conçue de telle sorte que l'on puisse détecter des traces retardées dans la chambre à fils jusqu'à 1 ms après le déclenchement d'un événement (chapitre II, section 2.6.3). Il a donc été possible, dès la phase 1 de l'expérience NEMO 2, de sélectionner un faible lot d'événements (e,γ,α) retardé [9] - on notera (e,γ,α) . La figure 15 présente la distribution de ces temps retardés. La mise en évidence de cette décroissance exponentielle, dont la constante ($165 \pm 44 \mu\text{s}$) est compatible avec la demi-vie du ^{214}Po ($164 \mu\text{s}$), est une signature de l'effet ($^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{214}\text{Po} \rightarrow ^{210}\text{Pb}$).

L'acquisition des TDC lents, encore en phase de mise au point, n'avait fonctionné que pendant 400 heures, le niveau de pollution en ^{214}Bi de la source était alors de deux ordres de grandeur plus élevé que dans la phase 3 (cf. table 1). Lors de la phase 1, la contribution du radon était négligeable par rapport à la pollution interne en ^{214}Bi de la peau-source.

On se propose, dans les phases suivantes, de mesurer la pollution interne en ^{214}Bi à un niveau faible (de l'ordre de 20 mBq/kg) ainsi que de mettre en évidence, voire de mesurer, une éventuelle contribution du ^{214}Bi déposé par le radon à l'intérieur de NEMO 2.

Dans le cas d'une contamination interne de la source en ^{214}Bi (épaisseur $\simeq 40 \mu\text{m}$), la probabilité que la particule α soit détectée dans le premier cadre de cellules Geiger près de la source a été estimé entre 10 et 15% [15]. Cette probabilité est à comparer avec la probabilité de détecter ces mêmes alpha dans l'expérience $\beta\beta$ du ^{82}Se de Moe et Lowenthal en 1980 [4] avec une chambre à

brouillard dans laquelle était disposée des peaux fines de sélénium. La probabilité que les α s'échappent de la source (épaisseur: 15 μm) était: $P_\alpha \simeq 80 \%$.

Jugeant que la présence d'un α retardé est une garantie suffisante pour signer les événements ^{214}Bi dans le détecteur, nous avons choisi de ne pas demander de sélection supplémentaire sur la topologie des événements, par exemple dans le canal (e,γ) comme cela avait été fait en phase 1. De ce fait, nous sélectionnons les événements dans le canal $(\alpha + kx, \forall$ la particule $x)$, pour lequel il n'y a aucune autre coupure que celles imposées par le filtre (100 keV par particule et temps de vol compatible avec une origine interne de l'événement). Le gain d'efficacité qui en découle, par rapport aux analyses antérieures ($(2e)$, (e,γ)), doit permettre de compenser la faible probabilité que l' α sorte de la peau. La répartition des événements avec α retardée dans différentes topologies sera étudiée dans le chapitre IV.

4 Méthode de sélection des événements

La méthode de sélection des événements avec traces retardées pour les phases 3 et 4 de NEMO 2 est présentée dans cette section ainsi que les conditions de sa mise en oeuvre et les performances obtenues.

4.1 Les données TDC lents

Lors de la phase 3, l'acquisition des TDC lents a fonctionné pendant 4941 heures (runs 534 à 781). Pour la phase 4, nous disposons de 2259 heures de bon fonctionnement (runs 830 à 903).

Nous présentons ci-dessous l'impression d'un bloc de données TDC lents sous format ZEBRA (phase 3, run 536, événement 15535):

TDCL.

DATA part of bank

1	100130027	3	101070026	5	101090026
2	100140026	4	101080026	6	101100026

Dans cet exemple, 6 cellules Geiger ont déclenché en régime retardé. La position de chacune de ces cellules est contenue dans les 5 premiers chiffres de la séquence codée, le temps retardé (en canaux de 0 à 255) est indiqué par les quatre derniers chiffres sous forme décimale [16]. Ainsi, la première donnée correspond physiquement à la cellule verticale n°13 sur le cadre n° 0 du côté sud, le retard étant de 27 canaux ($27 \times 4 \mu\text{s}$).

L'acquisition des TDC lents enregistre les signaux Geiger anodiques retardés (cf. chapitre II) mais pas les signaux cathodiques (position longitudinale sur la cellule). Il en résulte que les cellules touchées en régime retardé ne permettent pas de repérer dans les trois dimensions le passage d'un éventuel alpha - comme c'est le cas en régime "prompt" pour la détection des électrons. Il est donc nécessaire

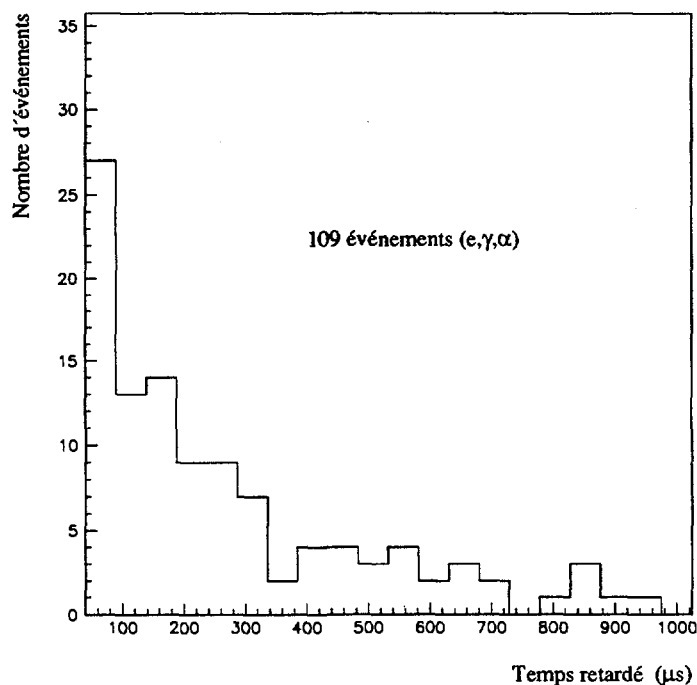


Figure 15: Distribution des temps retardés dans le canal (e,γ,α) (Phase 1 - 400 h d'acquisition).

que plusieurs plans croisés soient touchés pour réaliser une reconstruction tri-dimensionnelle complète de la trace retardée.

Les caractéristiques générales des données TDC lents obtenues après le filtre pour une vingtaine de runs issus de la phase 3 (runs 601 à 620+ 701 à 720; 21279 événements dans le filtre pour 823 heures de prise de données) sont présentées. La figure 16 montre la distribution du nombre de coups retardés par événement pendant ces runs. On constate que pour presque la moitié des événements, l'électronique TDC lents enregistre des coups retardés et que le nombre moyen de cellules touchées par événement est de 0,5.

Dans NEMO 2, la transparence entre cellules Geiger voisines favorise a priori la diaphonie entre celles-ci. On peut envisager que la propagation du plasma le long des fils entraîne une émission de photons induisant des redéclenchements de cellules avoisinant les cellules situées sur la trajectoire des particules chargées détectées. Ces coups peuvent se produire jusqu'à plusieurs dizaines de microsecondes après l'événement. L'activité résultante est naturellement enregistrée en régime lent malgré la coupure en temps retardé effectuée sur les premiers canaux pour éliminer la présence des cellules touchées par l'événement prompt (chapitre

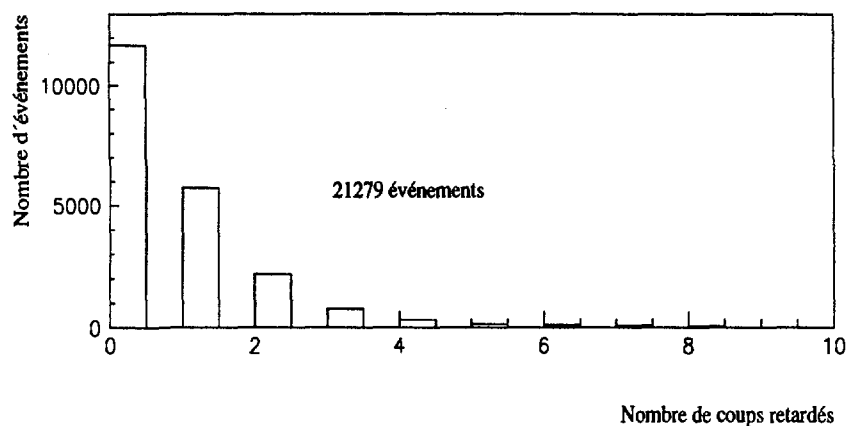


Figure 16: Distribution typique du nombre de coups retardés par événement .

2, section 2.6.3). Nous montrons en figure 17 la distribution des temps retardés en dessous de 25 canaux ($< 100 \mu s$). Cette distribution se présente sous la forme d'un pic décroissant rapidement à mesure que le temps augmente. Ce pic correspond aux redéclenchements mentionnés précédemment qui sont par nature fortement corrélés en temps à l'événement . Au dessus de 25 canaux ($> 100 \mu s$, figure 18), on constate l'existence de coups décorrelés à l'événement caractérisés par un distribution plate. Les études préliminaires sur les chambres à fils de NEMO 2 avaient conduit à mesurer leur activité sous blindage à un niveau proche de 50Hz dans les 640 cellules. On calcule à partir de la figure 18 un taux moyen de bruit décorrelé de 4,25 coups retardés par canal. Cette valeur est compatible avec la fréquence attendue, soit:

$$50 \text{ Hz} \times 4 \cdot 10^{-6} \text{ s/canal} \times 21279 \text{ événements} \sim 4,5 \text{ coups/canal}$$

Il n'apparaît pas, dans cette distribution, de contribution à forme exponentielle décroissante caractéristique de la transition α retardé du ^{214}Po vers le ^{210}Pb . Un tel signal, s'il existe, doit être faible par rapport aux bruits mis en évidence sur les figures 17 et 18. Il y a donc nécessité de définir des critères de sélection suffisamment efficaces pour rejeter le plus de bruit possible sans pour autant réduire un éventuel signal α .

Signalons que dans le cas des particules alpha - très ionisantes par rapport aux électrons - les phénomènes d'avalanche Geiger sont susceptibles de "déborder" sur les cellules voisines de celles situées sur la trajectoire. Cela peut rendre plus imprécise la localisation géométrique de la particule.

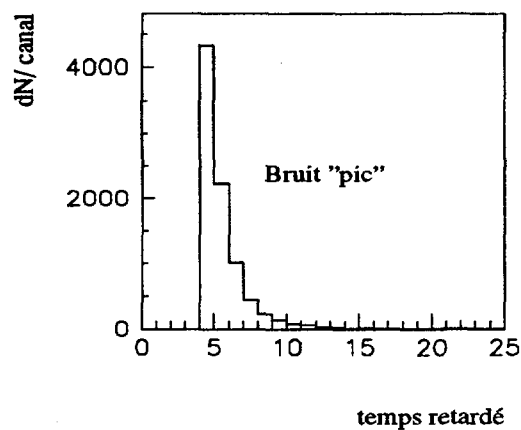


Figure 17: Distribution typique des temps retardés exprimés en canaux (1 canal $\equiv 4 \mu\text{s}$) associés aux coups retardés détectés dans la chambre ($t_{\text{retard}} < 100 \mu\text{s}$).

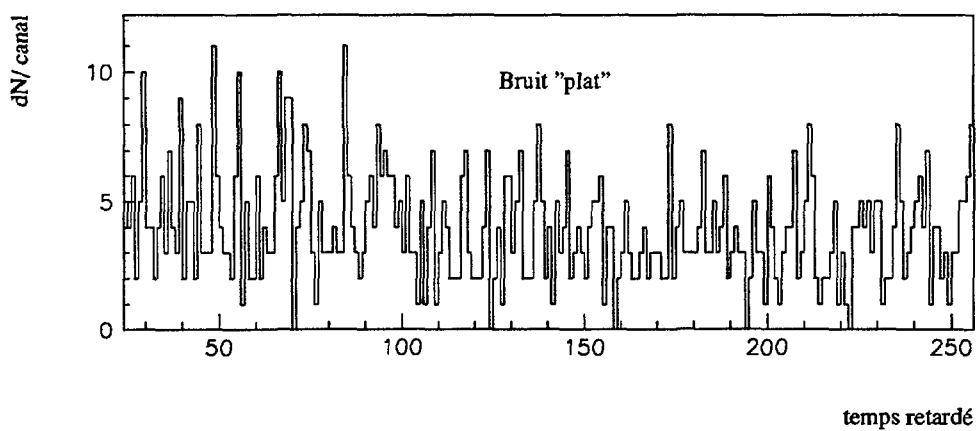


Figure 18: Distribution typique des temps retardés (en canaux) associés aux coups retardés détectés dans la chambre ($t_{\text{retard}} > 100 \mu\text{s}$).

4.2 Sélection des événements avec trace retardée

Le principe de la méthode est de reconnaître, dans les chambres à fils, une trace retardée dont les caractéristiques sont celles de l'alpha du ^{214}Po :

- trace rectiligne,
- parcours dans le gaz jusqu'à 33 cm,
- cohérence géométrique avec l'événement (vertex).

La sélection des événements candidats α retardé se décompose en quatre étapes successives:

- une présélection par programme des événements filtrés,
- une sélection par visualisation des événements présélectionnés,
- une mesure par visualisation des caractéristiques géométriques des traces retardées sélectionnées,
- une coupure en volume fiduciaire.

Nous présentons chacune de ces étapes et les appliquons aux données de la phase 3 (4941 heures) pour en illustrer les performances.

4.2.1 Présélection par programme

L'objectif de la présélection automatique est de définir, à partir des données filtrées, un lot d'événements pour lesquels on identifie un **cluster** de coups Geiger retardés. Le cluster doit obéir à un certain nombre de critères dans le temps et dans l'espace qui font de lui un bon candidat α retardé. Ces critères sont définis comme suit et appliqués dans cet ordre:

a - On ne considère que les coups retardés dont le temps est supérieur ou égal à $20 \mu\text{s}$ (≥ 5 canaux). Cette coupure s'ajoute à la coupure imposée en ligne à $16 \mu\text{s}$.

On définit le cluster de la manière suivante:

b - Les coups dans le cluster doivent se situer d'un même côté du détecteur par rapport à la source centrale car un α de $\simeq 8 \text{ MeV}$ ne peut pas traverser $40 \mu\text{m}$ de molybdène (voir annexe II).

c - Les coups dans le cluster doivent avoir des temps retardés compris dans un intervalle d'une durée inférieure à $16 \mu\text{s}$ (4 canaux).

d - Il ne doit y avoir qu'un cluster ainsi constitué.

e - Le nombre de coups retardés dans le cluster doit être supérieur ou égal à 3 et inférieur ou égal à 12.

Une fois qu'un tel cluster est identifié dans un événement, on impose un ensemble de critères géométriques supplémentaires:

f - Critère de compacité:

Les coups du cluster s'inscrivent dans chaque vue du détecteur (xOz et yOz) dans des carrés de 40 cm d'arête. Si moins de 2 coups sont présents dans l'une des

vues, la compacité dans cette vue est réalisée par défaut. Dans le cas d'un cluster faiblement peuplé (3 ou 4 coups retardés), la contrainte de compacité est plus sévère, l'arête des carrés de compacité étant portée à 20 cm pour chacune des deux vues.

Remarque: Ce critère serre au plus près l'extention spatiale dans les chambres de la trace de l'alpha recherché. Il élimine les clusters constitués de coups retardés trop dispersés dans la chambre de NEMO 2 pour constituer une trace d' α cohérente. Il écarte également des événements de bruit de fond correspondant dans l'acquisition à des empilements de traces d'électrons (coïncidences fortuites). On observe alors dans la chambre une trace retardée traversant une partie du détecteur. Une telle trace, généralement longue, peut simuler la trace laissée par un alpha issu du ^{214}Po . Même si ce type d'événement à longue trace retardée est relativement bien éliminé par ce critère, il reste toujours une possibilité d'interpréter les plus courtes de ces traces d'électrons comme des α du ^{214}Po .

g - Critère de proximité au vertex reconstruit lors du filtrage des données:

Dans chaque vue, la projection sur la source (plan xOy) du barycentre des coups retardés du cluster dans la vue considérée doit se trouver à une distance maximale de 50 cm au vertex reconstruit lors du filtrage. Si aucun coup du cluster n'est présent dans une vue, la proximité au vertex dans cette vue est réalisée par défaut. Dans le cas d'un cluster faiblement peuplé (3 et 4 coups retardés), la contrainte de proximité est plus sévère, la distance maximum au vertex tolérée est de 25 cm.

Remarque: Bien que le vertex reconstruit lors du filtrage des données soit placé par défaut au niveau de la source ($z=0$), et cela même si l'origine physique de l'événement est située ailleurs dans le détecteur, ce critère assure efficacement que le cluster retardé se situe géométriquement à proximité de l'événement "prompt" avec lequel il partage une origine commune dans le cas de la désintégration ($^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{214}\text{Po} \rightarrow ^{210}\text{Pb}$).

Les critères **f** et **g** ont été définis en considérant le comportement attendu des alpha dans NEMO 2. Ils ont de plus été optimisés en se servant de données de simulation des désintégrations ($^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{214}\text{Po} \rightarrow ^{210}\text{Pb}$), dans les hypothèses de pollution interne en ^{214}Bi de la source et de l'ensemble du volume des chambres à fils. Toutefois dans le cas des données expérimentales, nous avons constaté en visualisant certains événements que l'existence de coups retardés parasites dans certains clusters empêchaient les critères **f** et **g** de se réaliser alors que manifestement les clusters considérés étaient de bons candidats alpha.

Nous avons introduit dans la présélection une procédure de récupération de ces événements en autorisant l'élimination d'un coup parasite:

h - Lorsque les critères **f** ou **g** excluent un cluster, le programme élimine de ce cluster un et un seul coup retardé isolé. Ce coup parasite est identifié par son grand éloignement (dans l'une ou l'autre des deux vues) par rapport aux autres coups appartenant au cluster. Le cluster subit à nouveau les critères **f** et **g**. Si

Déclenchement	Filtre	Présélection α
4130360	143960	1132

Table 8: Nombre d'événements en phase 3 selon la sélection: pas de sélection (déclenchement seul de l'appareil), filtrage, filtrage + présélection des candidats α retardés (4941 heures d'acquisition).

à l'issue de cette tentative, le cluster ne réalise pas les critères, l'événement est définitivement rejeté.

Remarque: On a estimé à 20% la proportion d'événements récupérés de cette manière.

Finalement, on s'assure d'un nombre minimal de coups retardés dans le cluster:

i - Le cluster doit être défini par au moins 3 coups retardés.

Remarque: Cette coupure nous fait à l'évidence perdre en efficacité mais elle s'impose à cause du bruit de fond et de la nécessité d'être en mesure de reconstruire une trace.

Les coups retardés qui appartiennent au cluster sont marqués dans les données pour une utilisation ultérieure.

En appliquant cette méthode aux données de la phase 3, on définit un lot d'événements candidats α retardé. Nous présentons dans la table 8 les effets du filtre puis ceux de la sélection α sur 4941 heures d'acquisition. La distribution des temps retardés des clusters - temps moyen des coups dans le cluster - pour les 1132 événements sélectionnés est montrée sur la figure 19. Les événements sont regroupés par intervalle de 32 μs .

La forme de cette distribution montre qu'il se dégage clairement un signal de désintégration α du ^{214}Po . Ce signal est toutefois fortement pollué par une contribution du bruit corrélé à l'événement (bruit "pic" sous 64 μs) ainsi que par une contribution de bruit aléatoire (bruit "plat" sur l'ensemble du spectre). En faisant l'hypothèse que le bruit "pic" n'intervient pas au-delà de 64 μs - ce qui paraît raisonnable au regard de l'allure du bruit de redéclenchement mis en évidence en figure 17 - nous avons réalisé un ajustement de cette distribution en considérant, pour les temps supérieurs à 64 μs , une contribution exponentielle décroissante (le signal α) à laquelle s'ajoute un bruit plat (figure 20):

$$N_i \propto P_1 + e^{-\frac{t_i}{\tau}}$$

où

i désigne le $i^{\text{ème}}$ intervalle de temps ($i=3$ à 32).

$t_i = i \times 32 - 16 \mu s$.

P_1 est le paramètre qui mesure le bruit "plat" relativement au signal.

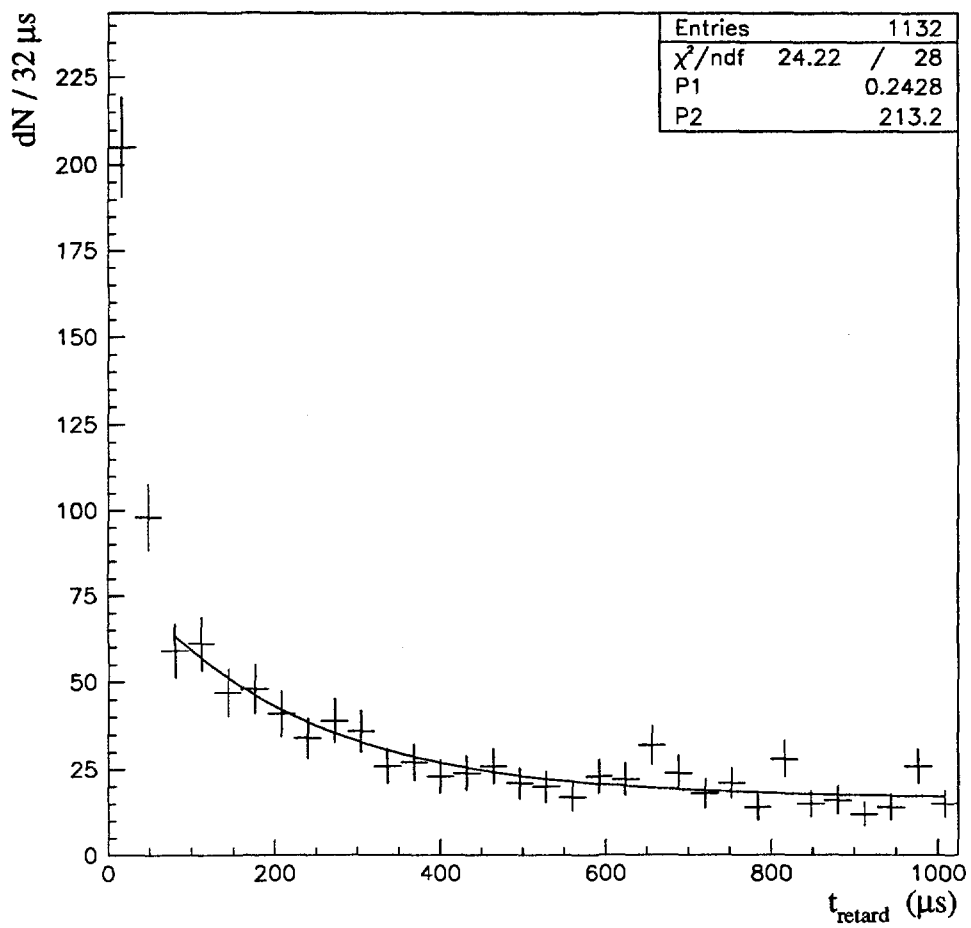


Figure 19: Distribution des temps retardés des clusters identifiés à la présélection.

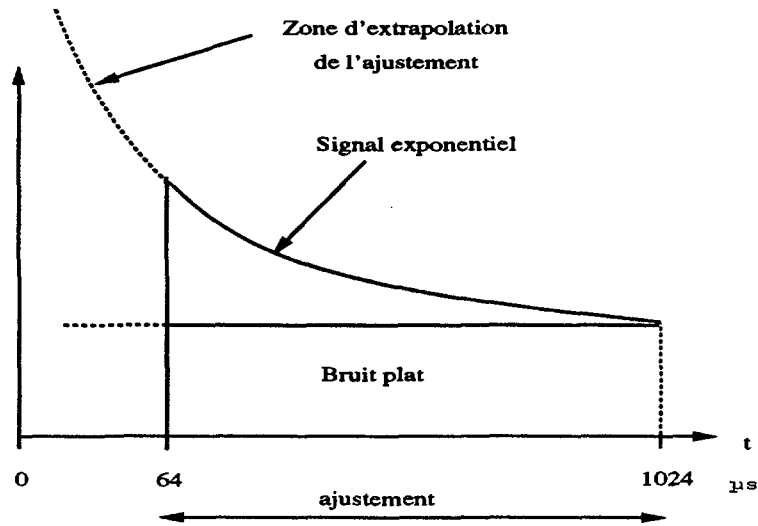


Figure 20: Hypothèse pour l'ajustement de la distribution des temps retardés.

α du ^{214}Po	bruit "pic"	bruit "plat"	Total
405 ± 80	205 ± 15	522 ± 80	1132

Table 9: Estimation à partir de l'ajustement statistique des contributions au lot d'événements candidats α retardés présélectionnés en phase 3 (4941 heures d'acquisition).

P_2 est la durée de vie de la décroissance exponentielle (en μs).
La période obtenue est compatible avec celle du ^{214}Po , on obtient en effet:

$$T_{1/2} = 148 \pm 31 \mu\text{s}$$

En extrapolant cet ajustement à la partie basse du spectre, on obtient dans la table 9 les trois contributions au lot d'événements sélectionnés, soit:

- Le signal d' α retardé du ^{214}Po ,
- Le bruit "pic" (bruit corrélé à l'événement),
- Le bruit "plat" (bruit aléatoire),

Le rapport signal sur bruit est alors estimé au niveau de 0,6.

4.2.2 Sélection complémentaire par visualisation

La méthode de présélection par programme nous permet de mettre en évidence un signal de ^{214}Bi dans NEMO 2. Toutefois, ce signal est accompagné d'un bruit important. Il est donc nécessaire d'envisager une sélection supplémentaire dans l'objectif d'améliorer le rapport signal sur bruit. Au regard de l'information géométrique dont nous disposons pour mener cette sélection (seulement 4 à 5 plans touchés en moyenne par le cluster), il est apparu qu'il n'était pas possible d'appliquer dans un programme un traitement plus fin, notamment en reconstruisant automatiquement les trajectoires rectilignes des candidats α retardés et en définissant l'origine (le vertex) des événements. Nous avons donc mis en place une sélection par visualisation des 1132 événements sélectionnés en phase 3 ("scanning").

Le programme de visualisation des événements dans NEMO 2 a permis de mener à bien cette seconde étape. L'utilisation de stations de travail VAX à fort potentiel graphique a facilité la procédure.

Nous avons défini un ensemble de critères de visualisation afin d'éliminer le bruit de fond tout en conservant au mieux le signal. La cohérence de ces critères a été contrôlée. En comparant la sélection réalisée par deux opérateurs distincts, l'efficacité de sélection a été estimée meilleure que 90 %.

Le programme utilisé a été légèrement modifié pour permettre la visualisation des seuls coups retardés du cluster, ceux-ci ayant été marqués dans les données lors de la présélection. L'opérateur peut ainsi observer le candidat α sans être gêné dans son interprétation par des coups retardés sans rapport avec l'événement. La visualisation permet de voir les événements dans les deux vues du détecteur NEMO 2 (xOz et yOz). Un exemple d'événement ainsi visualisé est montré sur la figure 21.

Remarque: Avec l'acquisition TDC lents, il n'y a pas de résolution transverse sur les trajectoires des alpha retardés ni de mesure longitudinale sur les cellules. La granularité géométrique du détecteur de traces est donc médiocre puisqu'elle est conditionnée dans chaque vue par le diamètre des cellules: 32 mm. Toute interprétation géométrique d'une trace retardée doit tenir compte de ce manque de précision par rapport à la qualité de la reconstruction des événements "prompts".

Les critères utilisés sont définis ci-dessous et appliqués dans cet ordre:

a' - Critère d'alignement des coups du cluster:

L'opérateur doit parvenir à constituer une trace alignée à partir des coups du cluster. Cet alignement doit être réalisé dans les deux vues. Toutefois, si l'une des vues ne contient pas de coup retardé, la condition ne s'applique qu'à l'autre vue.

L'opérateur peut ne pas considérer certains coups du cluster lorsque ceux-ci n'entrent manifestement pas dans l'alignement qu'il a pu définir. En effet, il existe toujours la possibilité que des coups parasites soient encore présents

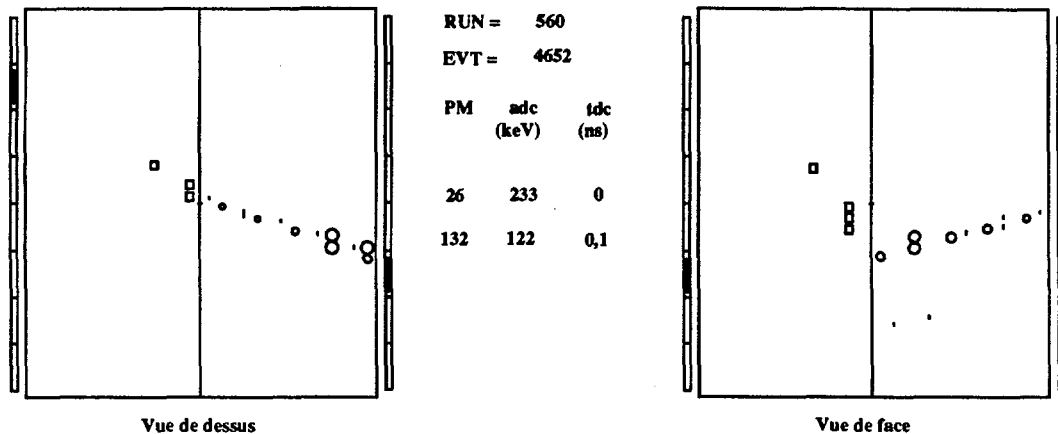


Figure 21: Exemple d'événement avec trace retardée, vraisemblablement issu de la peau centrale.

dans le cluster. L'opérateur ne doit considérer dans la suite de la procédure de visualisation que les coups appartenant à l'alignement qu'il a défini "à l'œil", les autres coups retardés du cluster sont alors définitivement ignorés.

L'alignement de coups retardés est désigné dans la suite par le terme **trace retardée**.

b' - Nombre minimum de coups dans la trace retardée:

La trace retardée doit être composée au minimum de 3 coups, ces coups se distribuant dans les deux vues.

c' - Consécutivité des coups de la trace retardée:

Les plans touchés doivent être consécutifs sur les deux vues. Toutefois, on tolère un plan manquant. Lorsque la trace retardée est contenue dans un seul plan, les coups qui la composent doivent être consécutifs dans ce plan. On tolère toutefois une cellule manquante.

d' - Intersection de la trace retardée avec une trace d'électron:

Il doit être possible de définir un point d'intersection de la trace retardée avec une trace "prompte" d'électron. Pour définir cette intersection, on prolongera "à l'œil" la trace retardée à partir de l'une ou l'autre de ses extrémités. Ce prolongement peut se faire sur une distance qui dépend de la direction de la trace retardée par rapport à l'axe $z'Oz$ du détecteur:

- si la trace retardée touche au moins 3 plans Geiger (trace relativement parallèle à l'axe), la distance maximale du prolongement est fixée à une distance inter-plan (environ 8 cm sur l'axe $z'Oz$).

- si la trace retardée touche seulement 2 plans Geiger (trace relativement perpendiculaire à l'axe $z'Oz$), la distance du prolongement est fixée à une largeur

Présélection α	Présélection + Visualisation
1132	393

Table 10: Réduction du lot d'événements (α) présélectionnés à l'issue de la visualisation.

de bloc scintillateur (12 cm).

- si la trace retardée touche 1 seul plan Geiger (trace perpendiculaire à l'axe $z'Oz$), la distance du prolongement est fixée à 2 largeurs de bloc scintillateur (24 cm).

Ceci constitue un ensemble de repères parfaitement utilisables lors de la visualisation.

Dans ces conditions, l'opérateur définit deux points d'intersection (un par vue) qui doivent être compatibles en z .

e' - Cohérence de l'intersection de la trace retardée avec une trace d'électron:

Le point d'intersection doit se placer:

- à une extrémité de la trace retardée,

et

- à une extrémité ou une cassure de la trace "prompte" d'un électron.

Ce point d'intersection est alors interprété comme le vertex d'où sont issues les particules (origine physique de l'événement). Dans le cas où l'on interprète visuellement l'événement avec un vertex sur la peau, on ne s'écarte que peu de l'interprétation faite lors de la reconstruction. Par contre, cette procédure permet, au contraire du programme de reconstruction, de signer des événements dont le vertex n'est manifestement pas localisé au niveau de la source. Cela est possible grâce au recouvrement géométrique des signaux "prompt" et retardé. Le résultat de cette sélection sur les données de la phase 3 est donné en table 10.

La figure 22 montre la distribution en temps retardé de ce nouveau lot (393 événements) en comparaison de la distribution obtenue à la présélection (1132 événements). Il apparaît que le niveau des bruits "pic" et "plat" a été considérablement réduit. L'ajustement à deux paramètres déjà utilisé précédemment est réalisé pour ces deux distributions ($t_{retard} \geq 64 \mu s$). En fixant le paramètre de décroissance de l'exponentielle à la valeur de la durée de vie du ^{214}Po , on estime la proportion p de signal α retardé dans les lots de "Présélection" et de "Visualisation" (pour $t_{retard} \geq 64 \mu s$); on obtient respectivement au niveau de confiance 60% (figure 23):

$$p = 0,40 \pm 0,08$$

et

$$p = 0,90 \pm 0,07$$

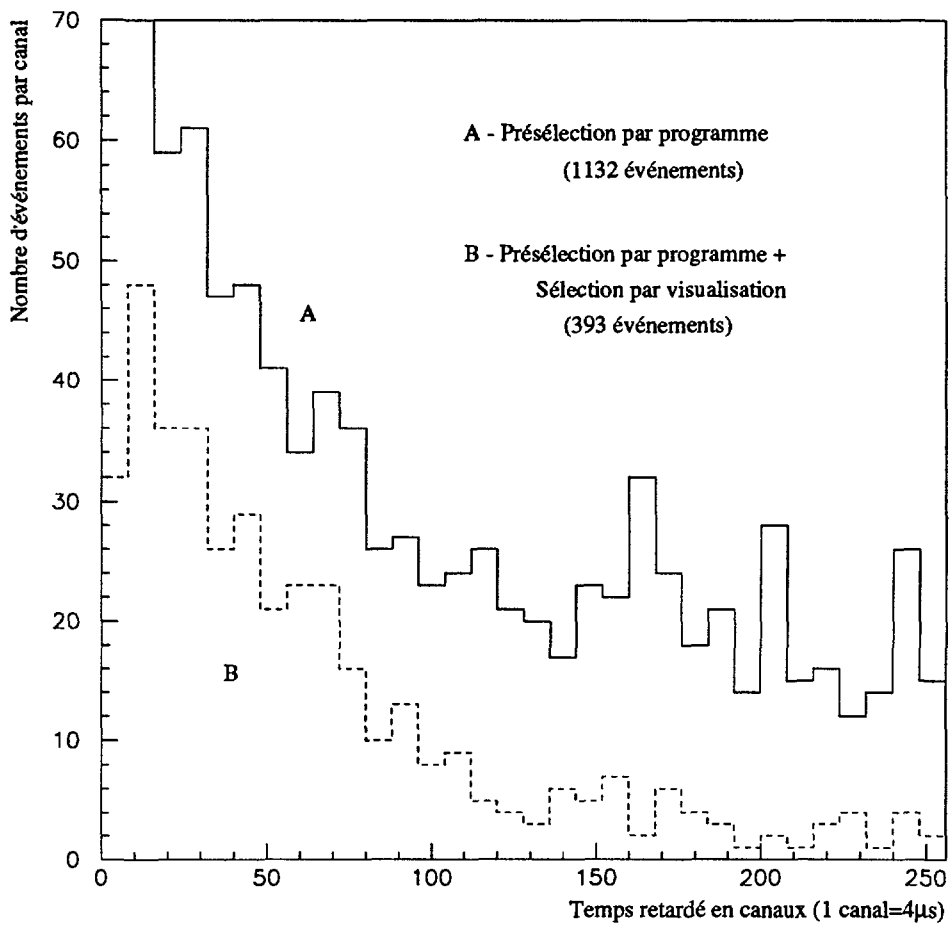


Figure 22: Distribution des temps retardés (A) pour le lot d'événements issus de la présélection (trait plein) et (B) pour le lot d'événements issus de la visualisation (trait pointillé).

α du ^{214}Po	bruit "pic"	bruit "plat"	Total
350 ± 25	10 ± 10	33 ± 22	393

Table 11: Estimation des contributions au lot d'événements candidats α retardés sélectionnés à la visualisation (phase 3, 4941 heures d'acquisition).

L'amélioration du rapport signal sur bruit est donc significative. La table 11 donne les différentes contributions estimées par extrapolation du résultat à l'ensemble du lot sélectionné à la visualisation. Le rapport signal sur bruit pour ce lot de 393 événements est désormais supérieur à 4,8.

4.2.3 Mesure des caractéristiques de la trace retardée

Il est nécessaire à ce stade d'envisager la mesure des traces retardées. En apportant des modifications supplémentaires au programme de visualisation, nous avons rendu possible l'enregistrement dans les données des positions du vertex et du point fin de la trace retardée. Cette procédure consiste à marquer ces points au moyen de la souris disponible sur les stations graphiques et de stocker l'information ainsi acquise dans une banque "ALFA" créée dans le format ZEBRA et reliée structurellement à la banque "TDCL". Il y a donc 2 points repérés dans chaque vue, soit 8 coordonnées (la position selon l'axe $z'Oz$ est enregistrée dans chaque vue). Ces valeurs sont alors directement exploitables pour l'analyse.

Les critères de cohérence imposés lors de la visualisation entre la trace retardée et les traces "promptes" permettent de consolider l'interprétation géométrique des événements. En fait, la qualité de la mesure est principalement contrainte par la granularité du détecteur de traces et le faible nombre de points utilisés. Ce problème sera repris dans le chapitre IV. Toutefois, pour certains événements situés en marge du détecteur, la mesure est difficile. Il est donc apparu nécessaire de définir un volume fiduciaire.

La dernière étape de la sélection consiste à appliquer une coupure en volume fiduciaire. Ce volume est centré sur la partie sensible de NEMO 2 et exclut les parois de cuivre et de mylar externe. Le choix a été fait d'éliminer les événements avec trace retardée dont le vertex mesuré n'obéit pas aux conditions suivantes:

$$|x_{vertex}| < 44 \text{ cm}, \quad |y_{vertex}| < 44 \text{ cm} \quad \text{et} \quad |z_{vertex}| < 40 \text{ cm}$$

Ainsi, on exclut les bords des chambres de NEMO 2 où la mesure géométrique de l'événement est a priori moins précise. La table 12 résume le résultat de cette sélection.

Des 393 événements du lot initial (visualisation), 326 sont retenus dans la coupure en volume fiduciaire. L'estimation des contributions du signal et des bruits "pic" et "plat" dans ce lot est faite par extrapolation de l'ajustement déjà

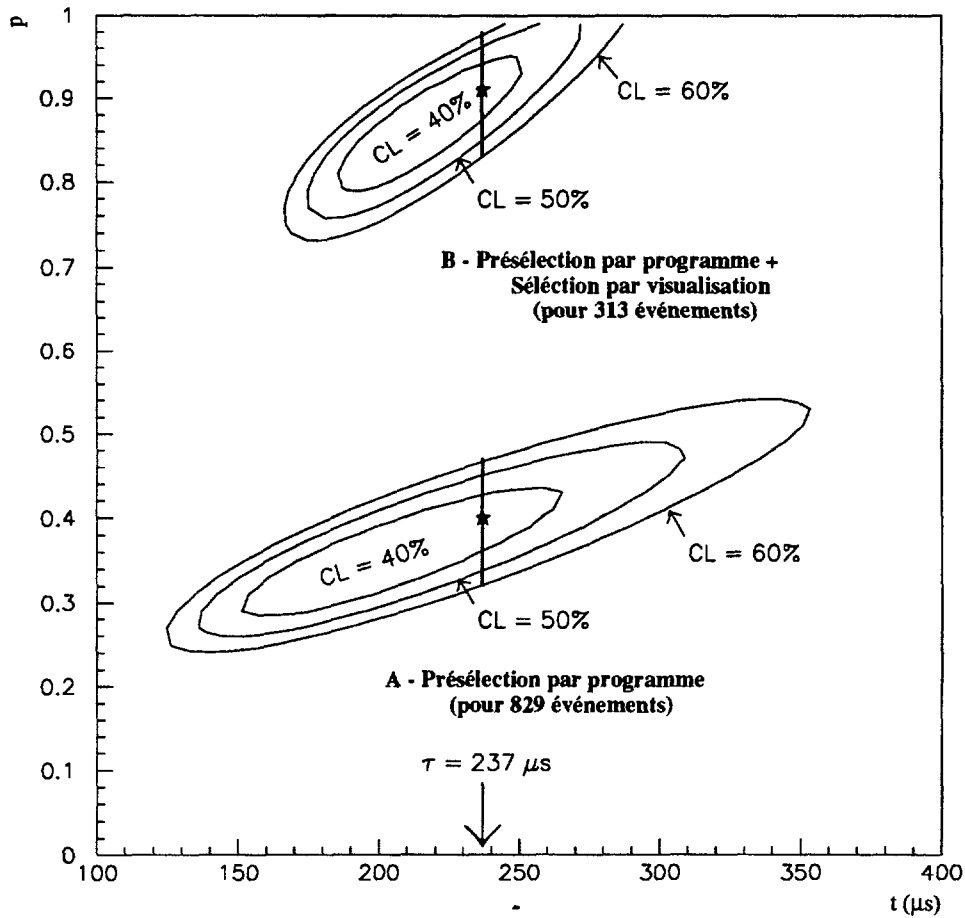


Figure 23: Région de confiance à 40, 50 et 60 % CL pour les paramètres de l'ajustement en χ^2 effectué sur les lots d'événements obtenus à l'issue des étapes de "Présélection" et de "Visualisation" (pour $t_{retard} \geq 64 \mu s$). Le paramètre p (axe vertical) est la proportion de signal dans le lot considéré. Le paramètre t (axe horizontal) est la constante de temps du terme exponentiel de la fonction ajustée. En fixant t à la durée de vie du ^{214}Po , on détermine p pour les deux lots.

Fiduciaire	Bords de chambre	total
326	67	393

Table 12: Sélection en volume fiduciaire du lot d'événements α .

α du ^{214}Po	bruit "pic"	bruit "plat"	Total
301 ± 25	< 7	25 ± 20	326

Table 13: Contribution au lot d'événements candidats α retardés dans le volume fiduciaire (phase 3, 4941 heures d'acquisition).

utilisé. Cela mène aux résultats présentés dans la table 13. Le rapport signal sur bruit pour ce lot est supérieur à 6.

La figure 24 montre la distribution des temps retardés pour ces 326 événements. Négligeant le bruit de fond, l'ajustement d'une fonction exponentielle à cette distribution mène à une constante de décroissance remarquablement compatible avec la demi-vie du ^{214}Po ($\chi^2=15,9$, $\nu=29$):

$$T_{1/2} = 160 \pm 13 \mu\text{s}$$

5 Conclusion

La méthode de sélection des événements avec α retardé exposée dans ce chapitre est un moyen efficace pour signer le ^{214}Bi dans NEMO 2. L'inconvénient principal de cette méthode est avant tout l'étape de visualisation (sélection et mesure) qui reste manuelle. On peut regretter d'avoir recours à une telle méthode mais elle s'est avérée indispensable dans les conditions de fonctionnement du détecteur. Pour alléger la procédure, il est nécessaire de disposer d'une présélection aussi ajustée que possible. La solution proposée dans ce chapitre, bien que satisfaisante, pourrait sans doute être encore améliorée.

Finalement, on dispose pour ce qui concerne la phase 3 d'un signal très propre, avec moins de 10% de bruit de fond. Il est possible d'envisager d'utiliser ces événements pour analyser les effets du ^{214}Bi et du radon dans NEMO 2, c'est ce qui est présenté dans le chapitre IV. Les données de la phase 4 feront également l'objet d'une sélection dans ce canal **alpha retardé** - on notera (α) - et d'une analyse tenant compte des modifications des conditions expérimentales.

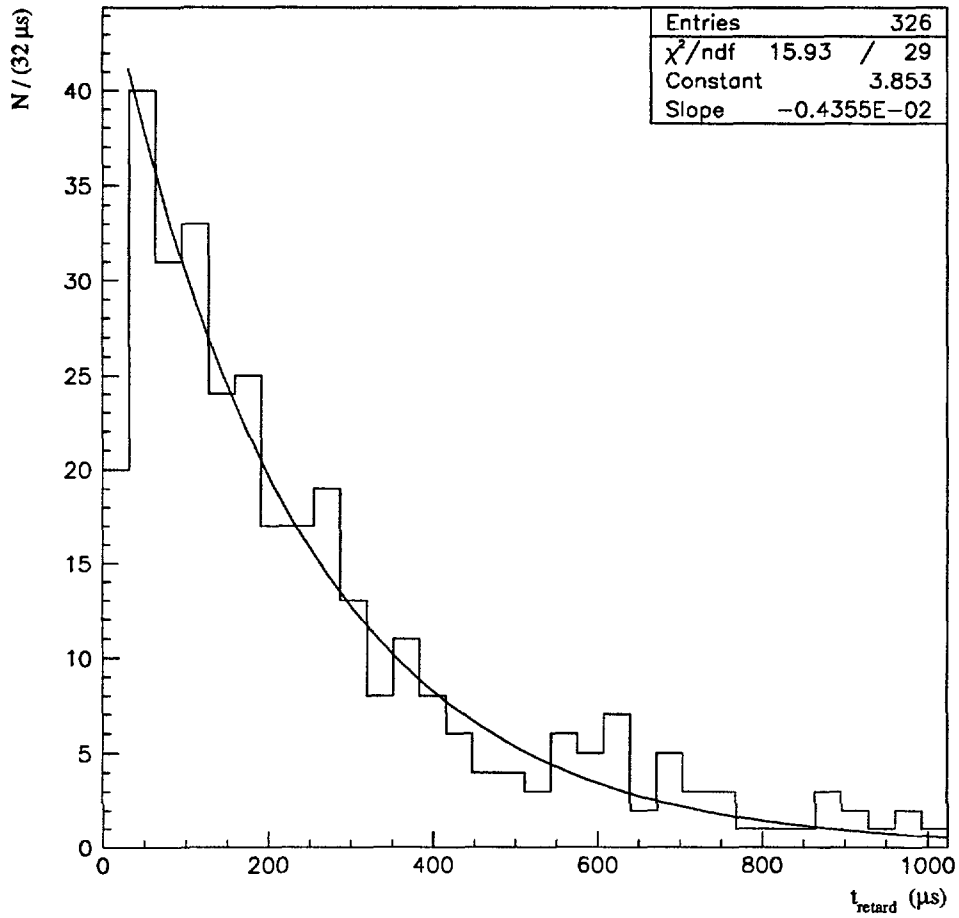


Figure 24: Distribution des temps retardés pour les 326 événements du lot final (α) en phase 3; ajustement d'une exponentielle entre le second et le dernier intervalle de temps en négligeant le bruit de fond.

Références

- [1] E. Belloti et al., Phys. Lett. **B 266** (1991)193-200.
A search for two neutrino and neutrinoless double beta decay of ^{136}Xe in the Gran Sasso underground laboratory.
- [2] H.T. Wong et al., Phys. Rev. Lett. **67** (1991)1218-1221.
New limit on neutrinoless double β decay in ^{136}Xe with time projection chamber.
- [3] R.K. Bardin et al., Nucl. Phys. **A 158** (1970)337-363.
Search for the double β -decay of calcium-48 and lepton conservation.
- [4] M.K. Moe et al., Phys. Rev. **C 22** (1980)2186-2203.
Double beta decay of ^{82}Se .
- [5] E. Belloti et al., Phys. Lett. **B 221** (1989)209-215.
A search for lepton number non-conservation in double beta decay of ^{136}Xe .
- [6] S.R. Elliot et al., Phys. Rev. Lett. **59** (1987)2020-2023.
Direct evidence for two-neutrino double beta decay in ^{82}Se .
- [7] M. Alston-Garnjost et al., Phys. Rev. Lett. **63** (1989)1671-1673.
Search for neutrinoless double- β decay of ^{100}Mo .
- [8] F. Piquemal, Thèse de Doctorat de L'Université Louis Pasteur de Strasbourg, **CRN 94-35** (1994), n° d'ordre: **1781**.
Double radioactivité bêta et physique du neutrino, étude du bruit de fond à 3 MeV dans la recherche de la désintégration bêta bêta du ^{100}Mo .
- [9] F. Natchez, Thèse de Doctorat de l'Université de Clermont-Ferrand II, **PCCF T 9304** (1993), n° d'ordre: **DU 528**.
Mesure de la radiopureté en thallium 208 et en bismuth 214 d'une feuille de molybdène avec le détecteur NEMO.
- [10] C.M. Lederer et V.S. Shirley, (Wiley, New York, 1978). *Table of isotopes, Seventh Edition.*
- [11] R. Benait, communications privées.
- [12] Bulletin d'information des utilisateurs du Laboratoire Souterrain de Modane, mensuel,(1991-1994).

- [13] D. Blum, Compte-rendu de la réunion de la collaboration NEMO (Orsay)(28-29/10/1992).
- [14] F. Mauger, Compte-rendu de la réunion de la collaboration NEMO (Orsay)(28-29/10/1992).
- [15] D. Blum, F. Natchez, note interne NEMO (1991).
- [16] NEMO Collaboration, CENBG (Bordeaux), LPC (Caen), INR (Kiev), ITEP (Moscou), LAL (Orsay), CRN (Strasbourg), Note NEMO 9/92 (1992).
The NEMO 2 Detector, Technical report.

Chapitre IV

Analyse des données des phases 3 et 4

1 Introduction

L'analyse du lot d'événements (α) sélectionnés en phases 3 et 4 est exposée dans ce dernier chapitre. Elle conduit à une mesure de la pollution interne en ^{214}Bi des deux peaux de molybdène et à une estimation de la contribution du radon diffusant dans la chambre de NEMO 2.

Dans le chapitre III, nous avons présenté la sélection d'un lot de 326 événements dans le volume fiduciaire. Le rapport signal α sur bruit pour ce lot est meilleur que 10 (ajustement de la distribution en temps des événements retardés). Ces événements sont répartis sur 4941 heures d'acquisition de données en fonctionnement optimal (runs 534 à 781).

A l'issue de cette sélection, plusieurs informations sont disponibles et permettent de mener une analyse physique. Le taux moyen de radon externe lors d'un run est calibré à partir du taux de déclenchement moyen. Par conséquent, il est possible d'étudier la corrélation entre le taux d'événements avec trace retardée et le taux du radon dans le LSM. Il est également possible d'utiliser l'information fournie par la reconstruction des événements et l'identification des particules: topologies (e,γ) , $(2e)$, (e,γ,γ) ... et particule α associée. Enfin, plus spécifiquement, les informations temporelles et spatiales sur les traces sont analysées: temps retardé, position du vertex, position du point fin de trace.

Dans notre analyse, le calibrage en énergie préliminaire, tel qu'effectué en ligne à Modane, ne nécessite pas les corrections plus fines utilisées par la collaboration pour l'analyse du signal $\beta\beta 2\nu$: la mesure de l'énergie ne constitue pas un critère d'identification des événements (α).

L'analyse du signal (α) se compose de plusieurs étapes: nous montrerons d'abord que le radon est présent dans la chambre par l'analyse du vertex des événements (α) sélectionnés. Nous montrerons ensuite que le taux d'événements varie avec la contamination de l'atmosphère extérieure. Enfin, par extrapolation, les contributions du ^{214}Bi interne et du radon d'origine externe seront séparées. L'analyse de la longueur des traces retardées confirmera les conclusions formulées par la méthode d'extrapolation.

Pour la phase 4, dans des conditions d'acquisition sensiblement différentes, l'analyse des événements avec α retardés pourra être menée de manière similaire. Les conclusions obtenues confirment celles qui seront extraites de la phase 3.

Le programme de simulation mis au point par la collaboration (chapitre II, section 3.3) a été utilisé pour étudier différentes hypothèses de contamination par le ^{214}Bi et pour estimer les efficacités.

Le but de cette étude est d'interpréter, dans les phases 3 et 4, les diverses contributions au bruit de fond du processus $\beta\beta 0\nu$ qui seront en partie extraites de nos résultats.

2 Analyse du Signal

2.1 Analyse du vertex

2.1.1 Précision de la mesure

La qualité de la mesure des traces retardées dépend de la granularité géométrique du détecteur de traces et de l'interprétation des événements faite à la visualisation. Afin de vérifier la procédure de mesure, nous avons, au moyen du programme de simulation GEANT, généré et propagé 50000 désintégrations du ^{214}Bi dans la chambre de NEMO 2. Après application du filtre et présélection des traces retardées, un lot de 128 événements simulés a été isolé. Ce lot a subi deux procédures distinctes:

1 - Mesure manuelle du vertex et du point en fin de la trace retardée (deux vues) (chapitre III).

2 - Traitement automatique: les coordonnées du vertex qui ont été tirées lors de la simulation sont enregistrées dans la structure des données: cette information est donc disponible. La fin de la trace est identifiée par la dernière cellule touchée par l' α (dans chaque vue). Par rapport à l'extrémité physique de la trace, ce traitement n'introduit qu'une erreur de mesure de l'ordre de la taille d'une cellule. Cette erreur existe également pour la mesure manuelle. Dans ce dernier cas, il s'ajoute les incertitudes dues aux mauvaises interprétations introduites par la présence de coups parasites.

Le résultat de la mesure de ces événements (α) est comparé avec le résultat de la procédure automatique. La figure 1 présente la distribution des différences de position suivant Oz du vertex physique et du vertex mesuré.

Dans la très grande majorité des cas, la détermination suivant Oz du vertex est correcte. L'ajustement d'une gaussienne donne une moyenne quasi-nulle: $\bar{\Delta}z_{vertex} = -0,36 \pm 0,17$ cm avec une précision sur la mesure de l'ordre de 1,6 cm soit environ le rayon d'une cellule. Moins de 5 % des événements sont mal mesurés sur l'axe z'Oz. La figure 2 présente la distribution de la distance d_{vertex} entre le vertex mesuré et le vertex simulé. La présence de 6 coups seulement au delà de $d_{vertex} = 6$ cm montre que l'interprétation géométrique des événements

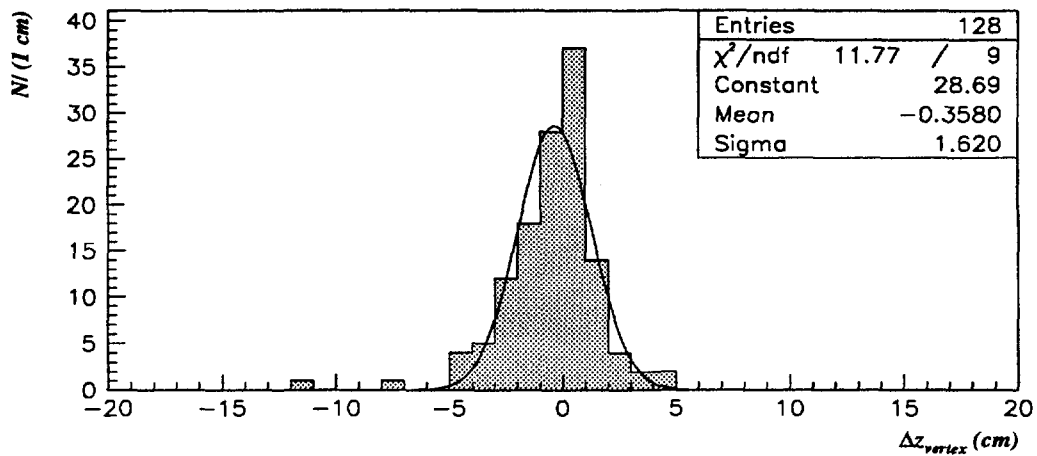


Figure 1: Simulation: distribution des différences Δz_{vertex} (128 événements filtrés ayant subi la présélection automatique des traces retardées).

est bonne dans plus de 95 % des cas et qu'elle n'introduit pas de biais important dans la détermination de l'origine géométrique des événements .

La longueur des traces retardées constitue une autre information géométrique intéressante dans cette analyse. Pour la calculer, on utilise l'information délivrée par la mesure des événements . A partir du vertex et du point fin de trace, on peut déterminer dans chaque vue les cosinus directeurs de la trace retardée dans le repère conventionnel du détecteur, puis calculer la longueur l_α de la trace. Toutefois, dans le cas d'événements visibles sur une seule vue, il n'est pas possible de calculer de cette façon le parcours de l' α . Dans un tel cas, conventionnellement, la longueur l_α a été définie par la seule projection du parcours de la particule dans la chambre. D'autre part, plus le nombre de plans touchés par l' α est faible, plus l'imprécision sur l_α est grande en raison de sa forte dépendance aux cosinus directeurs.

La figure 3-(a) montre la distribution de la longueur l_α calculée à partir de la mesure. On constate qu'elle présente un pic centré vers 30 cm. Ce pic doit correspondre au parcours de l' α du ^{214}Po dans le gaz de NEMO 2. La contribution pour les valeurs de l_α plus basses correspond aux traces tronquées lorsque les α rencontrent les parois du détecteur (cuivre, mylar externe) et probablement également aux α ne touchant qu'un seul plan ($l_\alpha <$ parcours physique). L'ajustement statistique d'une gaussienne sur le pic ($\chi^2 = 5,37$; $\nu = 5$) conduit à une valeur moyenne de $31,3 \pm 0,6$ cm (avec une dispersion $\sigma = 3,3 \pm 0,5$ cm). Cette valeur est compatible avec le parcours attendu de l' α dans le gaz: 33 cm (calculé à quelques % en annexe II). La figure 3-(b) montre la distribution des longueurs l_α calculées à

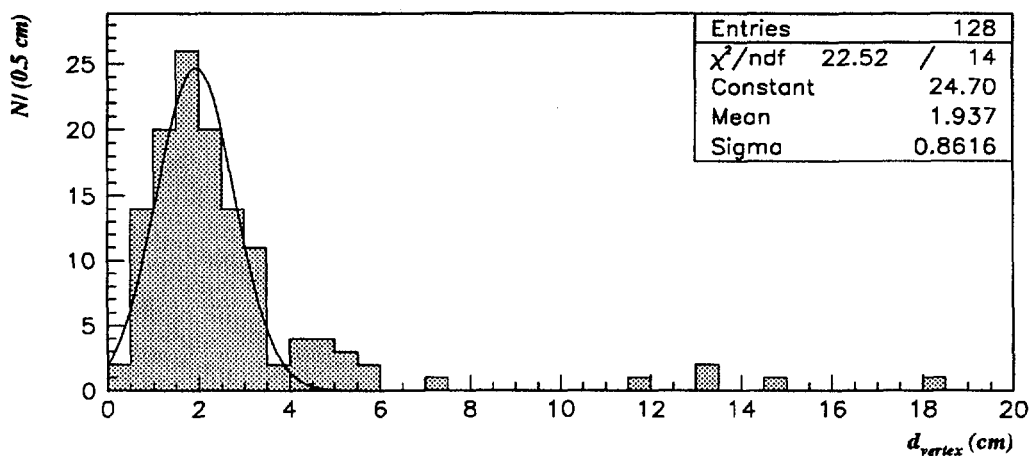


Figure 2: Simulation: distribution de la distance d_{vertex} entre le vertex mesuré et le vertex défini lors de la simulation (128 événements).

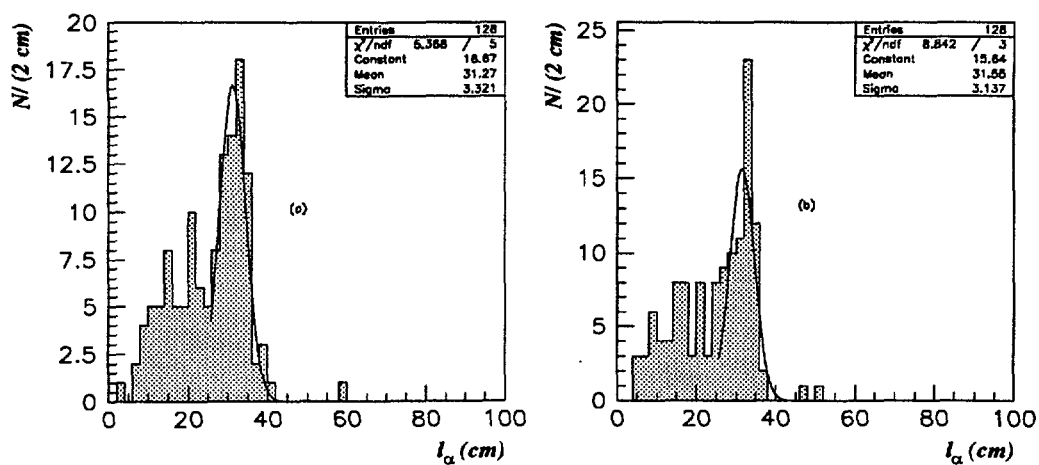


Figure 3: Simulation: (a) distribution des longueurs l_α des traces retardées à partir du résultat de la mesure; (b) distribution des l_α à partir du résultat du traitement automatique (128 événements).

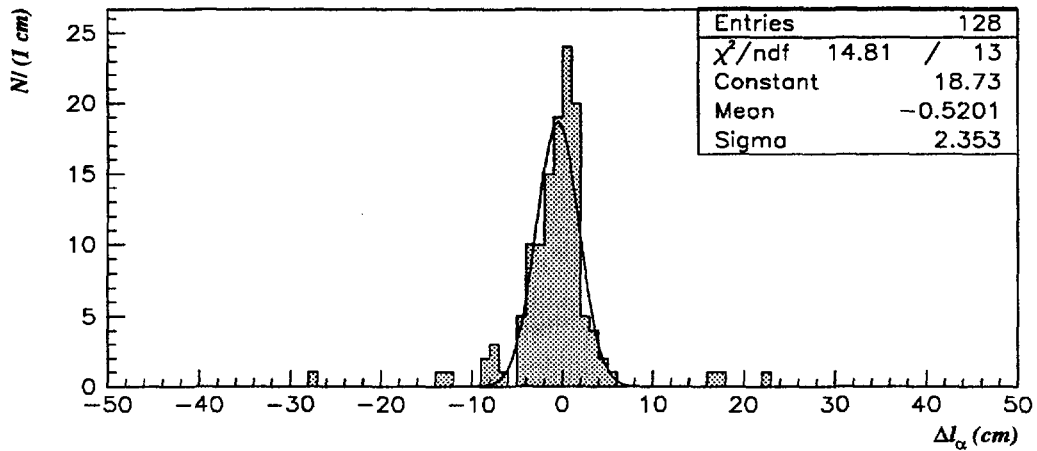


Figure 4: Simulation: distribution des Δl_α (128 événements).

partir du traitement automatique. L'allure des distribution sur les figures 3-(a) et (b) sont similaires. De plus, l'ajustement d'une gaussienne sur le pic de la figure 3-(b) donne un résultat compatible avec celui de la figure 3-(a), soit une moyenne de $31,5 \pm 0,7$ cm et une dispersion $\sigma = 3,1 \pm 0,6$ cm. Peu d'événements ont un parcours l_α supérieur à 40 cm. La distribution des différences Δl_α entre le l_α calculé après la mesure et le l_α calculé après traitement automatique est montrée sur la figure 4. L'ajustement d'une gaussienne montre que les deux traitements sont en moyenne équivalents: $\langle \Delta l_\alpha \rangle = -0,5 \pm 0,3$ cm. L'erreur sur la mesure est principalement due à la granularité du détecteur.

La méthode de mesure du vertex semble suffisamment précise. Par rapport au traitement automatique, la mesure manuelle n'introduit pas de biais systématique dans la détermination des caractéristiques géométriques des traces retardées: vertex et longueur. Toutefois, avec les données réelles, la forte ionisation de la particule α induit autour de la trace le déclenchement de cellules parasites ("cross-talk") et introduit probablement un risque d'erreur plus grand sur l'interprétation et donc la mesure des événements. Cet effet est difficilement estimable mais on peut supposer, après avoir visualisé les données (α) de la phase 3, qu'il ne remet pas en cause l'utilisation du résultat de la mesure.

Le traitement automatique semble suffisamment cohérent pour envisager son utilisation dans tout traitement ultérieur d'événements (α) issus de la simulation. En visualisant un lot réduit d'événements simulés, on a montré que plus de 98 % d'entre eux obéissaient aux critères définis dans la procédure de sélection par visualisation ("scanning", chapitre III). Ceci prouve qu'après l'application du filtre et de la présélection automatique, le "scanning" ne sera pas nécessaire et la

Peau	Chambre	Complément	Total
115	199	12	326

Table 1: Discrimination Peau/Chambre en z_{vertex} des événements (α): nombre d'événements dans chaque zone.

mesure manuelle remplacée par le traitement automatique décrit ci-dessus. Dans la mesure où il sera indispensable de simuler des milliers d'événements ^{214}Bi sous diverses hypothèses, cette solution permettra une utilisation significative des données du Monte-Carlo.

2.1.2 Événements dans la chambre et sur la peau

Après avoir évalué les performances de la mesure manuelle, nous sommes en mesure d'analyser la localisation dans NEMO 2 de l'origine des événements (α).

On définit deux origines distinctes pour les événements du lot sélectionné. Ces deux régions internes au détecteur sont désignées par les appellations "Peau" et "Chambre". La zone "Peau" correspond au volume contenant la source de molybdène constituée de plusieurs bandes métalliques fines (chapitre II, figure 8). La zone "Chambre" correspond au volume d'hélium du détecteur, intégrant les fils des cellules Geiger et les peaux internes de mylar (chapitre II, figure 4). La distribution en z des vertex est montrée sur la figure 5. Les deux régions sont définies par application d'une coupure sur la position du vertex mesuré selon l'axe (zOz'):

$$\text{Peau: } |z_{vertex}| \leq 3 \text{ cm}$$

$$\text{Chambre: } |z_{vertex}| \geq 5 \text{ cm}$$

La coupure sur la zone "Peau" a été choisie en tenant compte de la précision de la mesure sur le vertex estimée dans la section précédente (environ une taille de cellule). La coupure "Chambre" a été définie de manière à séparer les deux régions à 3 écarts standard.

Le nombre d'événements dans chaque classe est indiqué en table 1. Deux populations se distinguent nettement, l'une constituée des 115 événements avec un vertex au voisinage de la peau, l'autre constituée de 199 événements dont le vertex est situé effectivement dans le gaz et plus particulièrement au niveau des peaux internes de mylar situées de part et d'autre de la source. Des événements au niveau de la peau centrale sont attendus puisque, a priori, la source est contaminée

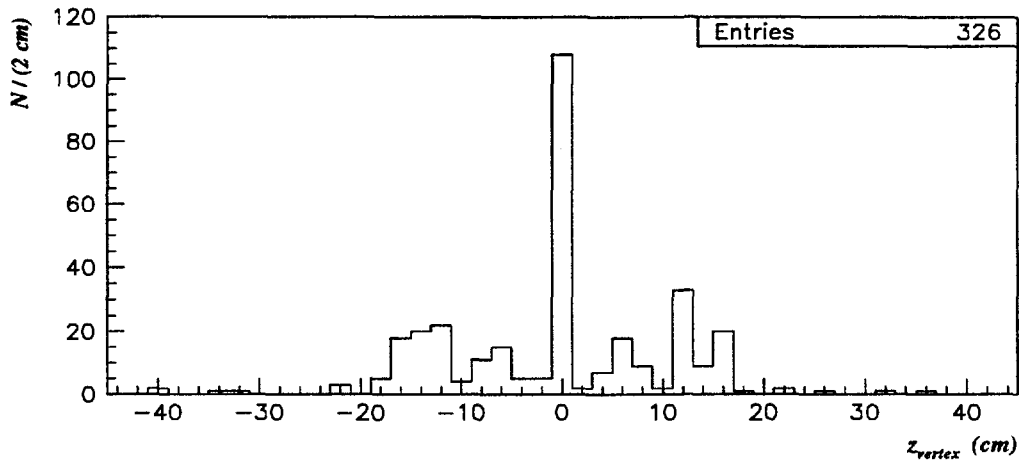


Figure 5: Distribution des z_{vertex} mesurés pour les événements (α) dans le volume fiduciaire (phase 3).

en ^{214}Bi . Par contre, il est exclu que la contamination des peaux de mylar (< 20 mBq/kg, pour 10 g) puisse expliquer plus de 2 événements. Ceci constitue une limite supérieure pour une éventuelle contribution du ^{214}Bi polluant le mylar dans la mesure où ce matériau est connu pour sa faible contamination radioactive. On peut faire la même constatation pour la faible masse d'Aluminium déposé sur ce mylar. Nous reviendrons plus loin sur une éventuelle contamination interne en ^{214}Bi des fils de nickel des cellules Geiger.

La présence d'événements dans la chambre suggère fortement qu'il s'agit d'une pollution externe due au radon diffusant à l'intérieur du détecteur. On constate un fort déficit d'événements (seulement 12 détectés) avec $|z_{vertex}| \geq 20$ cm. Ce faible nombre d'événements est dû aux conditions de déclenchement et aux coupures appliquées lors du filtrage des données. Celles-ci privilégient en effet la sélection des événements dont l'origine est centrale dans le détecteur: au moins 4 plans de fils touchés lors de la détection d'un électron et temps de vol compatible avec l'hypothèse interne (chapitre II). Ceci est justifié sur la figure 6 qui présente la distribution du vertex suivant Oz pour les 128 événements issus de la simulation (cf. section précédente). Les désintégrations du ^{214}Bi ont été générées de manière homogène dans tout le volume du demi-détecteur positif. Au delà de 20 cm (en valeur absolue sur z_{vertex}), le filtrage rejette une grande partie de ces événements (α) non centraux. Les quelques événements détectés dans cette partie moins centrale de la chambre indiquent qu'un dépôt des descendants du radon en surface des fils est envisageable.

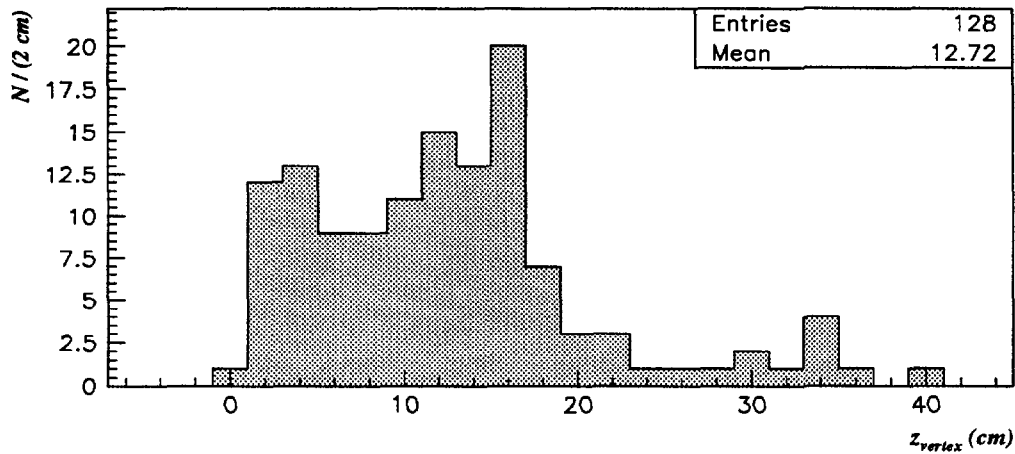


Figure 6: Simulation: distribution des z_{vertex} pour 128 événements identifiés dans le canal (α).

2.1.3 Corrélation avec le radon externe

Afin de mettre en évidence sans ambiguïté l'effet de diffusion du radon dans la chambre, les événements issus respectivement des runs à faible, moyen et fort taux de radon externe sont regroupés en trois lots distincts. Le taux de radon moyen est obtenu par la relation (1) (chapitre III) à partir du taux moyen de déclenchement du run. La table 2 présente le résultat de cette sélection.

La plus simple hypothèse de corrélation entre le taux d'événements alpha dans la chambre (r_α) et le taux de radon externe (Q) est la linéarité, une hypothèse qui a été utilisée au chapitre III:

$$r_\alpha = a \times Q + b \quad (1)$$

Le problème de la diffusion du radon dans NEMO 2 est traité dans l'annexe III. L'hypothèse précédente y est justifiée et discutée.

- Événements dans la chambre:

On réalise donc un ajustement linéaire (voir figure 7) et on extrapole alors le taux d'événements alpha dans la chambre à $Q = 0 \text{ Bq/m}^3$ (paramètre b de l'équation (1)). L'ajustement conduit à:

$$a = (6,36 \pm 1,52) 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{Bq}^{-1}$$

La valeur significativement positive du paramètre a indique clairement qu'un accroissement du taux de radon externe s'accompagne d'une élévation du taux

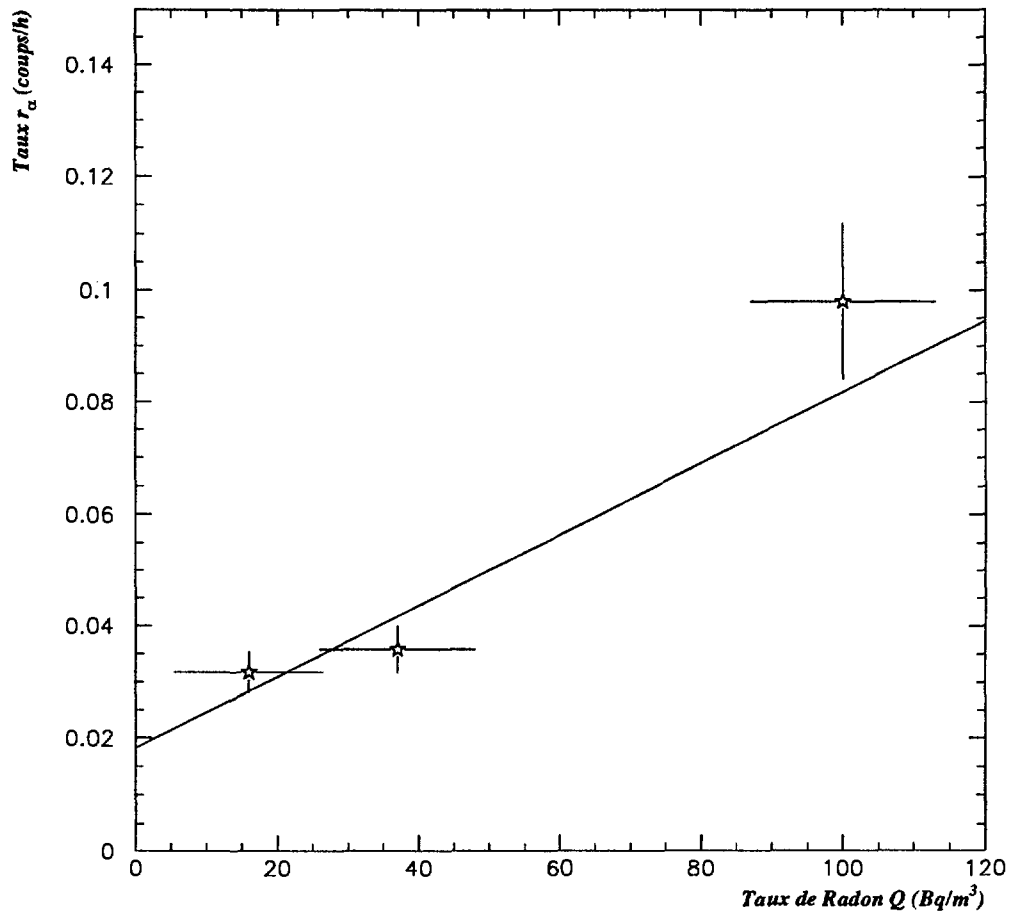


Figure 7: Extrapolation à 0 Bq/m³ du taux d'événements (α) dans la chambre (phase 3).

Taux de radon	Faible	Moyen	Elevé	Total
Q (Bq/m ³)	16	37	100	33
Durée (h)	2394	2036	510	4941
Chambre N _(α) [Taux (10 ⁻² h ⁻¹)]	76 [3.17±0.36]	73 [3.58±0.42]	50 [9.80±1.40]	199 [4.00±0.28]
Peau N _(α) [Taux (10 ⁻² h ⁻¹)]	44 [1.84±0.27]	46 [2.26±0.33]	25 [4.89±0.98]	115 [2.33±0.22]

Table 2: Lots d'événements (α) sur les zones "Chambre" et "Peau" selon le taux de radon moyen dans le LSM (phase 3).

d'événements (α) dans la chambre. Ceci apporte la preuve de l'existence du phénomène de diffusion du radon dans la chambre et met ainsi en évidence une certaine porosité de NEMO 2 au niveau des fenêtres externes de mylar ou des joints (annexe IV). De plus, on obtient:

$$b = (1,82 \pm 0,50) 10^{-2} \text{ h}^{-1}$$

soit $(1,82 \pm 0,50) 10^{-2} \times 4941 = 90 \pm 25$ événements à 0 Bq/m³. Cela suppose que lorsqu'il n'y a pas de radon à l'extérieur, il demeure une activité du ²¹⁴Bi dans la chambre. Une pollution du mylar ne peut expliquer ces événements. De plus, pour le nickel constituant les fils des cellules Geiger, une contamination interne maximale en ²¹⁴Bi de 33 mBq/kg [1] n'entraînerait pendant la phase 3 qu'un maximum de 35 événements (α) pour une masse de nickel dans la zone "Chambre" estimée à 200 g et une limite supérieure d'efficacité dans ce canal fixée à $3,0 \cdot 10^{-4}$. Dans cette hypothèse, la pollution interne des fils ne suffit pas à expliquer le nombre d'événements (α) extrapolé à 0 Bq/m³.

Les événements issus des runs à faible taux de radon ont été visualisés une seconde fois pour s'assurer des critères de sélection appliqués. A l'issue de cette seconde visualisation, aucun biais permettant d'expliquer le résultat de l'extrapolation n'a été détecté dans la procédure de sélection.

On a également envisagé qu'un biais pouvait être introduit par la procédure d'extrapolation utilisée ci-dessus; celle-ci ne tenant pas compte finement de la répartition des événements dans le temps. On a donc réalisé un ajustement de cette répartition temporelle, sous la même hypothèse de linéarité, selon la méthode du maximum de vraisemblance. Avec cette méthode, les runs sont

pris en compte un à un, et sont caractérisés par le nombre d'événements (α) sélectionnés. Le résultat de cet ajustement est donné ci-dessous:

$$a = (6,3 \pm 1,4) 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{Bq}^{-1}$$

$$b = (1,95 \pm 0,42) 10^{-2} \text{ h}^{-1}$$

Ces valeurs des paramètres a et b sont en bon accord avec celles obtenues en minimisant le χ^2 . En conséquence, l'extrapolation semble statistiquement satisfaisante.

Une interprétation plus correcte du nombre d'événements (α) attendus dans la chambre à $Q = 0 \text{ Bq/m}^3$ peut être considérée en prenant en compte les effets d'inertie du radon à l'intérieur du détecteur (annexe III). En effet, on s'attend à ce que le radon diffusant dans NEMO 2 s'accumule à l'intérieur de celui-ci en raison de la ventilation insuffisante de l'hélium des chambres ou de phénomènes de piégeage plus compliqués. Dans ces conditions, il est naturel de constater une activité résiduelle du ^{214}Bi même lorsque l'activité radon est très faible à l'extérieur du détecteur.

• Événements sur la source:

Le nombre d'événements sélectionnés au voisinage de la source s'élève à 115 sur les 4941 h de prise de données. Il est envisageable que ces événements soient dus à la diffusion du radon et au dépôt de ses descendants sur la peau ou sur les fils les plus proches. La même méthode d'extrapolation est appliquée. La table 2 présente l'analyse des trois périodes d'activité en radon. L'ajustement linéaire selon:

$$r_\alpha = a \times Q + b$$

conduit, avec une valeur du $\chi^2 = 0,55$ ($\nu=1$, figure 8), à:

$$a = (3,3 \pm 1,1) 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{Bq}^{-1}$$

$$b = (1,22 \pm 0,38) 10^{-2} \text{ h}^{-1}$$

Par la méthode du maximum de vraisemblance, on obtient un résultat comparable:

$$a = (3,1 \pm 1,0) 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{Bq}^{-1}$$

$$b = (1,30 \pm 0,35) 10^{-2} \text{ h}^{-1}$$

Dans l'hypothèse où tout effet d'inertie ^{214}Bi interne/ ^{222}Rn externe est négligé, le taux r_α extrapolé à 0 Bq/m^3 est interprété comme la contribution de la pollution interne en ^{214}Bi . Les résultats de l'ajustement sont réinterprétés en nombre d'événements attendus pour la contribution interne en ^{214}Bi et pour le dépôt en surface pendant les 4941 heures. La table 3 présente ces nombres d'événements (α) extrapolés qui sont comparables pour les deux formes de contamination par le ^{214}Bi .

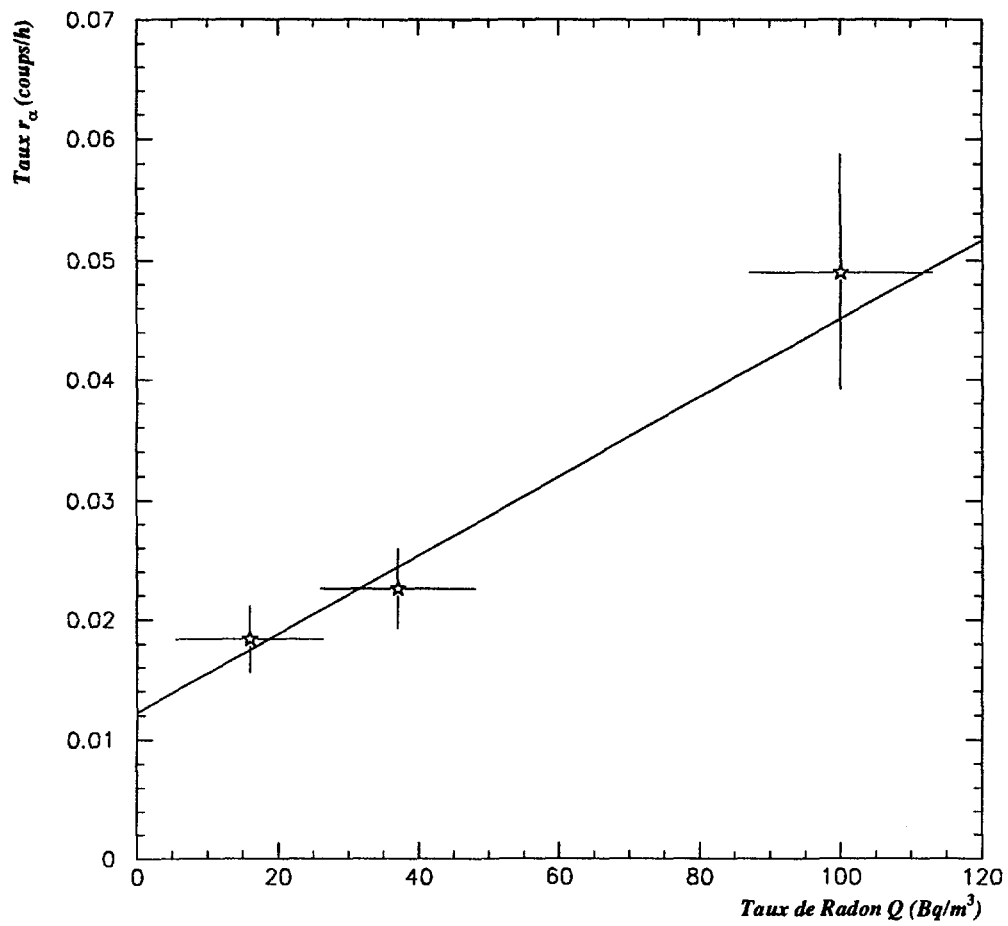


Figure 8: Extrapolation à 0 Bq/m^3 du taux d'événements (α) sur la peau (phase 3).

Origine de la contamination	N_α extrapolé
^{214}Bi interne	60 ± 19
^{214}Bi déposé	55 ± 18

Table 3: Extrapolation des nombres d'événements dus à la contamination interne en ^{214}Bi de la source et au dépôt de ^{214}Bi par le radon.

Si on considère les effets d'inertie discutés dans l'annexe III et qui permettent d'interpréter les résultats dans la chambre, ces nombres d'événements extrapolés sur la peau doivent être pris en terme de limites supérieures(inférieures) de la contamination interne(externe).

Remarquons que la méthode d'extrapolation à 0 Bq/m^3 du taux d'événements (α) donne un paramètre a environ deux fois plus important dans la chambre que sur la peau ($6,36 \cdot 10^{-4}$ contre $3,3 \cdot 10^{-4}$ en $\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{Bq}^{-1}$). On peut interpréter naïvement ce résultat du fait que la chambre offre au dépôt des descendants du radon une surface deux fois plus grande (fenêtres de mylar interne + fils) que la peau-source. Toutefois nous verrons plus loin que l'hypothèse d'un dépôt équiprobable sur toutes les surfaces internes au détecteur doit être rejetée.

2.2 Longueur des traces retardées

Le parcours des particules α du ^{214}Po dans le gaz peut atteindre 33 cm (annexe II). Cependant, dans le cas d'une pollution interne en ^{214}Bi , l' α émis doit d'abord sortir de la peau avant d'être détecté dans la chambre. Cela signifie que le parcours d'un tel α est plus court que celui d'un α issu d'un dépôt de ^{214}Bi en surface de la source ou des fils proches. Nous souhaitons confirmer ces deux formes de pollution de la source grâce à l'information sur la longueur de trace. L'utilisation de la longueur des traces est totalement indépendante de la méthode d'extrapolation exposée dans la section 2.1.3.

Disposant du vertex et de la fin de la trace retardée, la longueur l_α peut être calculée pour chaque événement. Toutefois, cette longueur est entachée d'incertitude due à la granularité du détecteur (section 2.1.1).

Nous avons réalisé deux simulations des désintégrations du ^{214}Bi dans NEMO 2, dans les hypothèses suivantes:

- pollution en ^{214}Bi interne à la source,
- pollution en ^{214}Bi en surface de la source (dépôt dû au radon).

L'épaisseur de la peau-source de molybdène est fixée à $44 \mu\text{m}$. Afin de minimiser le temps de calcul, le programme de simulation a été légèrement modifié de manière à propager en premier lieu l' α du ^{214}Po dans le détecteur; de telle sorte que si cet α ne touche pas au moins trois cellules Geiger (critère de base de la présélection automatique), les autres particules de l'événement ne soient pas

Hypothèse	^{214}Bi interne	^{214}Bi déposé
événements générés	$2 \cdot 10^6$	10^6
événements (α) détectés	1887	3560

Table 4: Simulation: statistiques générées et détectées dans le canal (α) - 2 hypothèses.

propagées et l'événement soit abandonné. Les données de simulation subissent le même traitement que les données réelles en ce qui concerne:

- les conditions de déclenchement du détecteur (chapitre II, section 2.6.4),
- le filtrage et la reconstruction des événements (chapitre II, section 3.1),
- la présélection des événements avec cluster de coups retardés (chapitre III, section 4.2.1).

Il n'a pas été nécessaire de procéder à la sélection et la mesure des événements de simulation présélectionnés (section 2.1). Le traitement automatique de ces données de simulation permet de disposer des positions du vertex et du point fin de trace retardée, informations nécessaires à l'analyse. La coupure en volume fiduciaire ainsi que le calcul de la longueur de trace peuvent donc être effectués.

Ainsi, 2000000 événements de pollution interne et 1000000 événements de pollution en dépôt sur la peau ont été générés, simulés, filtrés et analysés. La table 4 donne le résultat de la sélection des événements (α) sous les deux hypothèses. L'efficacité de détection des (α) du ^{214}Bi en surface de source est environ 4 fois plus grande que l'efficacité pour le ^{214}Bi de contamination interne.

Les figures 9 et 10 montrent les distributions en l_α obtenues respectivement pour les deux hypothèses. Les α déposés sur la peau ont un parcours calculé plus long que ceux issus d'une contamination interne, ce qui coïncide avec le résultat de la simulation réalisée dans la section 2.1 sous une autre hypothèse. Certaines longueurs sont calculées au-delà de la valeur maximale théorique de 33 cm; ceci est dû au manque de précision de l'information géométrique induit par la granularité des cellules Geiger. La table 5 présente la proportion attendue d'événements avec des traces longues ($26 \text{ cm} < l_\alpha < 36 \text{ cm}$) pour les deux hypothèses de pollution.

Pour les données réelles, on s'attend à ce que le nombre d'événements avec une mauvaise estimation de la longueur de trace retardée soit relativement plus grand qu'à la simulation. En effet, à l'erreur induite par la granularité géométrique de NEMO 2, s'ajoute une incertitude de mesure due à une éventuelle mauvaise

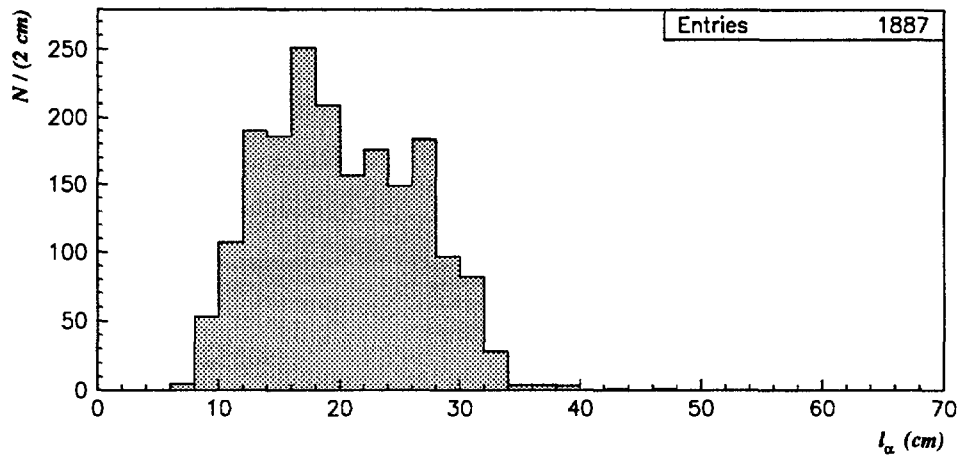


Figure 9: Simulation: distribution des longueurs l_α des traces retardées dans l'hypothèse d'une contamination interne en ^{214}Bi de la peau de molybdène.

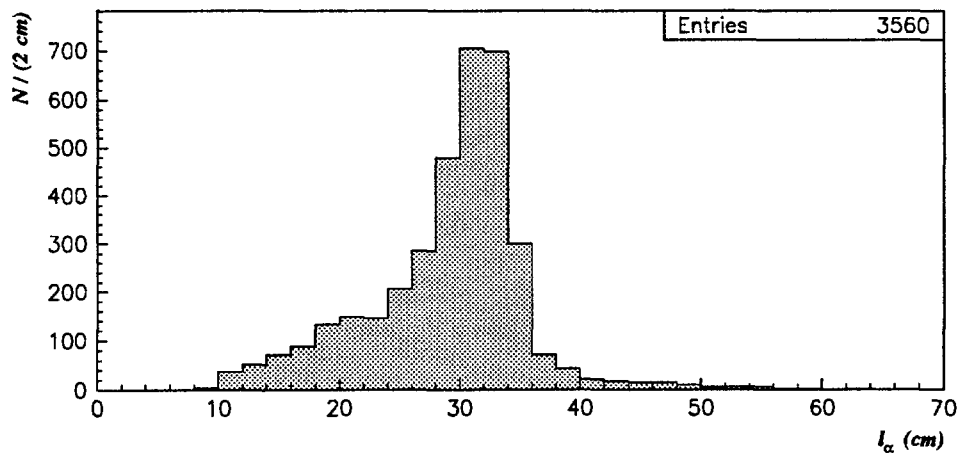


Figure 10: Simulation: distribution des longueurs l_α dans l'hypothèse d'un dépôt de ^{214}Bi en surface de la peau de molybdène.

Hypothèse	[26-36] cm	Complément
^{214}Bi interne	21 %	79 %
^{214}Bi déposé	69 %	31 %

Table 5: Simulation: proportion d'événements (α) avec des traces retardées longues selon l'hypothèse de localisation de la contamination.

[26-36] cm	Complément	Total
51	64	115

Table 6: Nombre d'événements (α) sur la peau avec des traces retardées longues: $26 < l_\alpha < 36$ cm (phase 3).

interprétation de la trajectoire.

La figure 11 montre la distribution des longueurs des traces retardées calculées pour les événements (α) expérimentaux de la phase 3 (vertex dans la zone "Peau"). Une contribution très nette des traces longues apparaît, elle se superpose à un spectre de traces courtes ou moyennes. En s'appuyant sur les prédictions du Monte-Carlo, ce pic ne peut être expliqué que par une contribution du ^{214}Bi en surface. La possibilité d'une origine de ces événements en surface des fils de nickel situés au voisinage de la peau est envisageable. Cette interprétation ne change rien au problème puisqu'un éventuel bruit à la $\beta\beta 0\nu$ induit par cette pollution serait interprété comme ayant une origine sur la peau.

La table 6 présente le nombre d'événements expérimentaux observés avec des traces longues et un vertex au niveau de la source. En supposant qu'une partie de ces événements provient d'un dépôt de ^{214}Bi sur la peau et que l'autre partie provient d'une contamination interne, on peut estimer le nombre total d'événements de chaque contribution en utilisant les proportions de la table 5 obtenue par simulation. Ce traitement conduit à:

$$60 \pm 19 \text{ événements } (\alpha) \text{ de pollution en } ^{214}\text{Bi} \text{ interne}$$

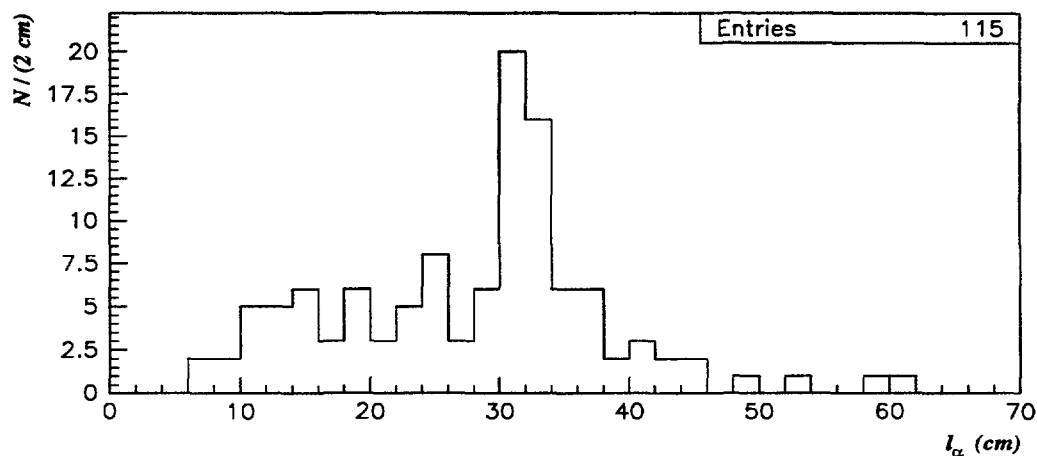


Figure 11: Distribution des longueurs l_α des traces retardées pour les 115 événements (α) détectés dans la zone "Peau" en phase 3.

55 ± 16 événements (α) de pollution en ^{214}Bi déposé

Ceci confirme les conclusions précédentes obtenues avec la méthode d'extrapolation.

On s'attend en principe à ce que la proportion des événements à longues traces retardées soit plus importante lorsque la quantité de radon diffusant dans NEMO 2 augmente. Une tentative de corrélation entre le taux des événements "longue trace retardée" avec le taux de radon externe n'a pas abouti car la statistique était trop faible.

De plus, on pouvait envisager une discrimination basée sur l'angle d'émission des α par rapport à la peau, les particules issues de la pollution interne étant plus "focalisées" dans l'axe du détecteur que les α externes. Les résultats de simulation ont confirmé cette hypothèse. Toutefois, il est apparu que l'exploitation de l'information angulaire n'était pas envisageable à cause de la faible statistique et de la médiocre qualité de la mesure.

2.3 Topologies (e, γ, α) et ($2e, \alpha$) et énergies

Nous comparons les prédictions de la simulation concernant le canal (α) avec les données réelles sur la peau. Cette étude porte sur deux sujets que nous n'avons pas encore abordés: la topologie des événements (α) et leur énergie. Une bonne compréhension du canal (α) sous tous ses aspects est nécessaire si

Canal [efficacité]	^{214}Bi interne ($2 \cdot 10^6$ générés)	^{214}Bi déposé (10^6 générés)	Expérience (phase3)	Attendu
(α) [en 10^{-4}]	1887 [9,4 \pm 0,2]	3560 [35,6 \pm 0,6]	115	115*
(e, γ , α) [en 10^{-4}]	788 [3,90 \pm 0,15]	1436 [14,4 \pm 0,4]	37	48 \pm 5
(2e, α) [en 10^{-5}]	95 [4,75 \pm 0,50]	167 [16,7 \pm 1,3]	4	6 \pm 1
(e, γ ,X, α) [en 10^{-5}]	90 [4,5 \pm 0,5]	148 [14,8 \pm 1,2]	7	6 \pm 1

Table 7: Topologies comparées (e, γ , α) , (2e, α) et (e, γ ,X, α) entre simulation et expérience dans le canal (α); topologie attendue selon la normalisation à 115 événements *; efficacités.

l'on veut aboutir à des conclusions solides à propos de la contribution du ^{214}Bi dans le canal (2e) à haute énergie.

On s'intéresse à la répartition des événements α sélectionnés sur la peau dans les différentes classes topologiques définies dans la collaboration pour l'analyse des données: (e, γ), (2e) + α associé. On utilise pour cela les règles d'identification des particules et de reconstruction des événements (chapitre II, section 3.4). La simulation permet d'estimer la topologie attendue aussi bien dans le cas d'une contamination interne en ^{214}Bi que dans celui d'un dépôt en surface sur la source. Mise à part la probabilité de détecter l' α retardé plus importante dans le cas du dépôt que dans le cas d'une pollution interne, on s'attend à ce que les répartitions dans les canaux (e, γ , α) et (2e, α) soient les mêmes. La table 7 présente les topologies prédites à la simulation sous les deux hypothèses pour les trois canaux (e, γ , α) , (2e, α) et (e, γ ,X, α) . Les répartitions par classe pour les deux hypothèses sont similaires. On peut donc comparer directement cette répartition, indépendamment de l'origine de la pollution, avec l'expérience. On montre également la topologie des événements réels sélectionnés en phase 3. Il y a un bon accord entre les répartitions observées et attendues normalisées à 115 événements (α).

La simulation prédit que 50 % des événements identifiés dans le canal (α) ne sont interprétés dans aucun des canaux simples considérés ici; ce résultat est conforme à ce que l'on observe expérimentalement. Il est donc justifié de ne pas appliquer de sélection plus stricte sur le canal (α) afin de ne pas perdre un facteur 2 en efficacité (table 7).

D'un point de vue énergétique, on constate également un bon accord entre la simulation et l'expérience. La figure 12 - (a) pour les données expérimentales; (b) pour la simulation sous l'hypothèse de contamination interne en ^{214}Bi - montre

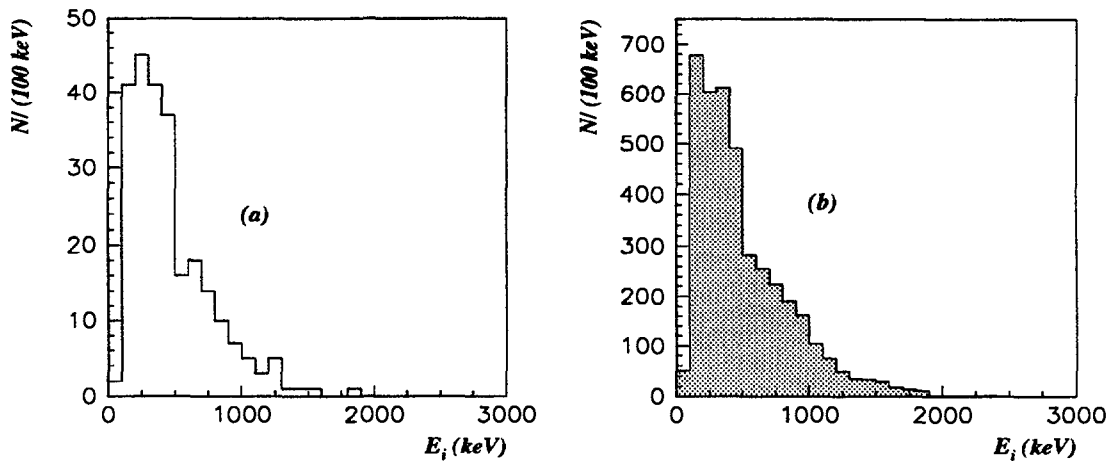


Figure 12: Distributions non normalisées des énergies E_i déposées dans les scintillateurs plastiques pris individuellement pour les événements (α) sur la peau: (a) expérience (phase 3); (b) simulation.

la distribution en énergie déposée dans les scintillateurs hors CsI (E_i où $i = e$ ou γ). La figure 13 - (a): expérience; (b): simulation - présente la distribution en énergie totale ($\Sigma_i E_i$) déposée dans les scintillateurs plastiques.

Une correction de + 50 keV sur l'énergie collectée dans chaque compteur a été appliquée afin de tenir compte du décalage moyen constaté entre le calibrage préliminaire et celui, plus fin, utilisé par la collaboration pour l'analyse définitive du canal (2e). La compatibilité des spectres expérimentaux et simulés est vérifiée au moyen d'un test de Kolmogorov. Les probabilités du test sont:

- $p = 62\%$ pour la distribution en énergie par scintillateur.
- $p = 87\%$ pour la distribution en énergie totale.

Ce résultat montre que la simulation reproduit très correctement la propagation des désintégrations du ^{214}Bi dans NEMO 2. La simulation permettra ainsi d'estimer avec confiance des efficacités de détection relatives à cette analyse afin d'évaluer le niveau de pollution en ^{214}Bi de la source.

3 Résultats de la phase 3

A partir des événements (α) détectés dans la zone "Peau", nous pouvons mesurer les contaminations internes en ^{214}Bi des deux parties de la source (molybdène enrichi et molybdène naturel) en excluant la pollution en surface.

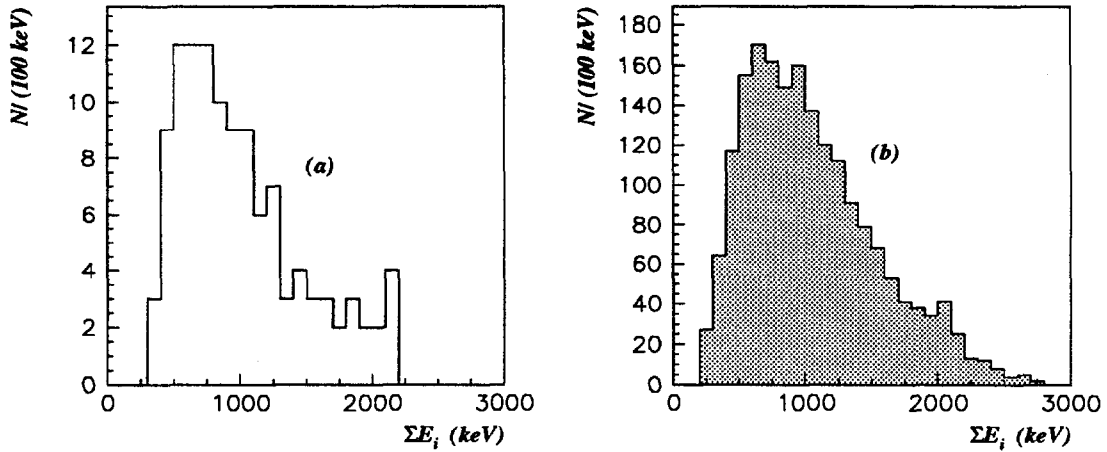


Figure 13: Distributions non normalisées de la somme ΣE_i des énergies déposées dans les scintillateurs plastiques pour les événements (α) sur la peau: (a) expérience (phase 3); (b) simulation.

^{100}Mo	$^{nat.}\text{Mo}$	Complément	Total
64	46	5	115

Table 8: Sélection ^{100}Mo / $^{nat.}\text{Mo}$ du lot (α) en phase 3: nombre d'événements selon la localisation du vertex.

3.1 Séparation de la source en ^{100}Mo et $^{nat.}\text{Mo}$

On définit une coupure appliquée au vertex des événements (α) pour isoler les deux parties de la peau: molybdène enrichi et molybdène naturel.

$$^{100}\text{Mo} : x < 0.5 \text{ cm}$$

$$^{nat.}\text{Mo} : x > 4.5 \text{ cm}$$

Le nombre d'événements est plus important sur la peau de ^{100}Mo (table 8). La différence entre les deux parties de la source sera discutée dans la suite de cette section.

Nous souhaitons déterminer pour chacune des deux peaux le nombre d'événements dus à la contamination interne. On effectue la sélection des événements (α) sur chaque peau selon les trois périodes à taux de radon externe "Faible/ Moyen/ Elevé". L'ajustement linéaire (figures 14 et 15) du taux d'événements

Origine de la contamination	^{100}Mo (extrapolé)	^{nat}Mo (extrapolé)
^{214}Bi interne	43 ± 14	19 ± 12
^{214}Bi déposé	21 ± 16	25 ± 14

Table 9: Extrapolation à 0 Bq/m³ des nombres d'événements (α) sur les deux peaux (4941 h, phase3).

au taux de radon selon:

$$r_{\alpha,i} = a_i \times Q + b_i$$

(avec $i = ^{100}\text{Mo}, ^{nat}\text{Mo}$) conduit à:
pour le ^{100}Mo avec $\chi^2 = 0,06$:

$$a_{^{100}\text{Mo}} = (1,25 \pm 0,78) 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{Bq}^{-1}$$

$$b_{^{100}\text{Mo}} = (0,88 \pm 0,28) 10^{-2} \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{Bq}^{-1}$$

pour le ^{nat}Mo avec $\chi^2 = 0,94$:

$$a_{^{nat}\text{Mo}} = (1,59 \pm 0,75) 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{Bq}^{-1}$$

$$b_{^{nat}\text{Mo}} = (0,38 \pm 0,24) 10^{-2} \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{Bq}^{-1}$$

Cette extrapolation, valable dans l'hypothèse où l'on néglige les effets d'inertie, conduit aux nombres d'événements (α) pour chaque peau à $Q = 0$ Bq/m³, que nous assimilons à la contamination interne. Nous présentons ces nombres extrapolés dans la table 9.

Le dépôt des descendants du radon, tel qu'il a été estimé par la méthode d'extrapolation, est identique sur chaque partie de la source dans les fluctuations statistiques. La méthode conduit à une pollution interne en ^{214}Bi légèrement plus élevée sur le ^{100}Mo que sur le ^{nat}Mo . Cependant, cette différence n'est significative qu'à 1 σ .

3.2 Efficacités

La simulation permet d'estimer les efficacités. Dans l'hypothèse d'une contamination interne en ^{214}Bi de la peau, on a d'après la table 4:

$$\varepsilon_i = (9,4 \pm 0,3) 10^{-4}$$

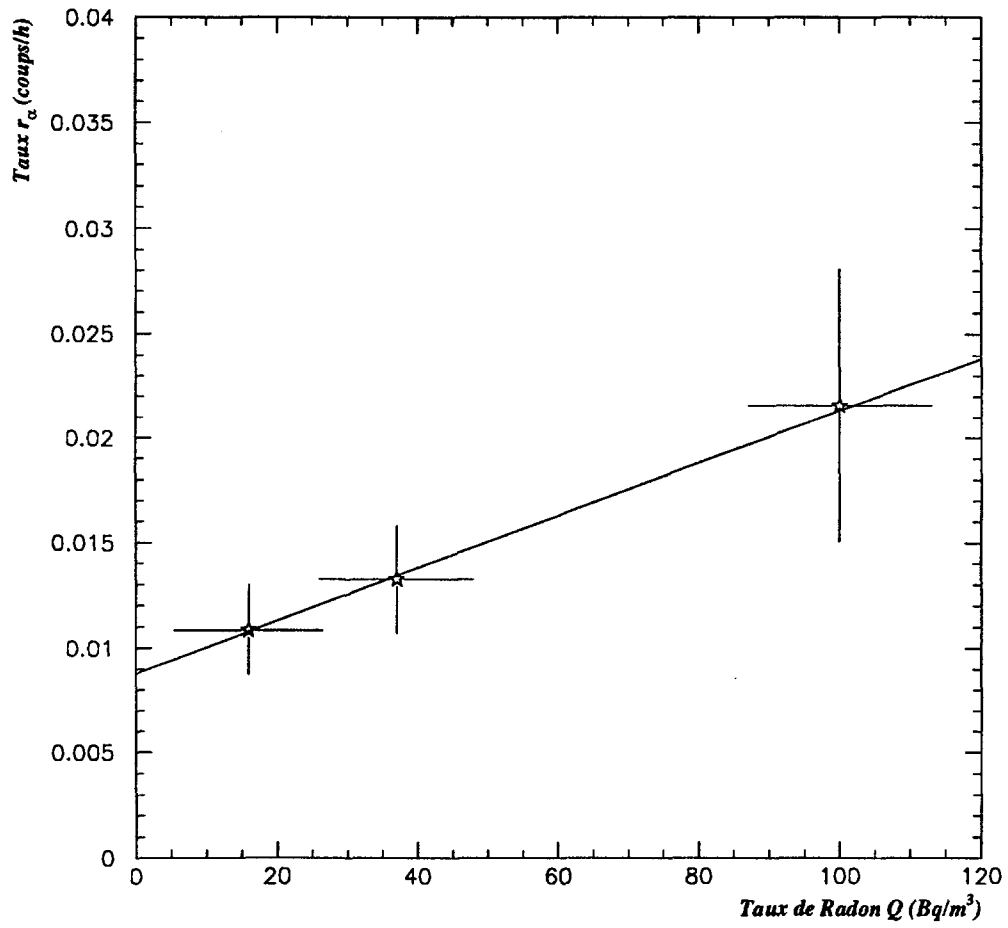


Figure 14: Extrapolation linéaire du taux d'événements (α) sur le ^{100}Mo en phase 3.

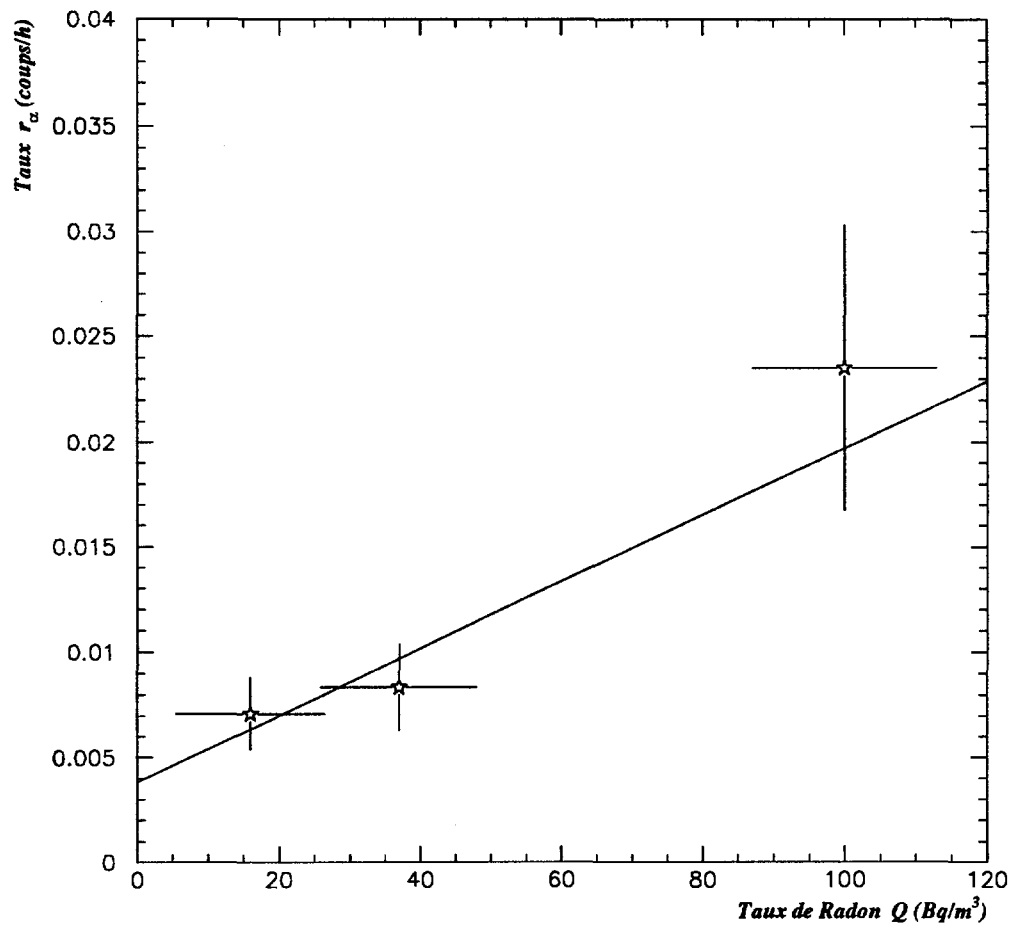


Figure 15: Extrapolation linéaire du taux d'événements (α) sur le ^{nat}Mo en phase 3.

Origine de la contamination	^{100}Mo	$^{nat.}\text{Mo}$
^{214}Bi interne: ε_i (10^{-4})	$11,27 \pm 0,36$	$9,78 \pm 0,35$
^{214}Bi déposé: ε_d (10^{-4})	$38,1 \pm 0,9$	$35,0 \pm 0,9$

Table 10: Efficacités dans le canal (α) pour les deux hypothèses de contamination; les erreurs indiquées sont statistiques.

Dans l'hypothèse d'une contamination externe de la peau par un dépôt de ^{214}Bi :

$$\varepsilon_d = (35,6 \pm 0,6) 10^{-4}$$

La peau-source définie dans la simulation couvre les régions effectivement occupées par le ^{100}Mo et le $^{nat.}\text{Mo}$. L'épaisseur de cette peau est fixée à $44 \mu\text{m}$. Dans la réalité, l'épaisseur est de $39 \mu\text{m}$ en moyenne pour la peau de ^{100}Mo et de $42 \mu\text{m}$ pour celle de $^{nat.}\text{Mo}$. On s'attend par conséquent à ce que l' α sorte plus facilement des deux peaux que ne le prévoit la simulation. Les désintégrations du ^{214}Bi ont été simulées dans l'hypothèse de contamination interne d'une source de molybdène en faisant varier son épaisseur. On a conclu que l'efficacité de détection de l' α augmente de 10 % avec une peau de $40 \mu\text{m}$ par rapport à une peau de $44 \mu\text{m}$. Pour tenir compte de cet effet, les efficacités sur les peaux de ^{100}Mo et de $^{nat.}\text{Mo}$ ont été corrigées arbitrairement. Par ailleurs, il existe une légère dissymétrie selon l'axe ($x'Ox$) entre les deux peaux que l'on prend également en compte au niveau de la simulation. La table 10 présente les efficacités corrigées pour les deux peaux, dans les hypothèses de contamination interne en ^{214}Bi et de dépôt en surface.

3.3 Résultats

En utilisant les nombres d'événements extrapolés (table 9), on obtient pour 4941 heures de prises de données en phase 3 les activités du ^{214}Bi (table 11). Rappelons nos hypothèses:

- les effets d'inertie radon interne/radon externe négligés,
- bruit de fond inférieur à 10 % négligé,
- les efficacités sont calculées par Monte-Carlo (table 10).

Pour chaque peau, la masse (m) de molybdène et la surface totale (S) offerte au dépôt de ^{214}Bi (recto/verso de la source) sont indiquées [2]. Les erreurs sont statistiques. Pour ce qui concerne la pollution en surface de la source, on introduit une mesure d'activité exprimée en mBq par m^2 de source exposée au dépôt de

Origine de la contamination	^{100}Mo	$^{nat.}\text{Mo}$
m (kg)	0,159	0,158
S (m ²)	0,81	0,73
A _i (mBq/kg)	13,5 ± 5,0	7,0 ± 5,0
A _d (mBq/m ²)	0,4 ± 0,3	0,55 ± 0,30

Table 11: Activités en ^{214}Bi des deux peaux de molybdène; l'indice i indique la contamination interne, l'indice d indique la contamination effective de dépôt de surface.

^{214}Bi . Dans l'hypothèse où le ^{214}Bi est déposé sur la surface des fils de nickel immédiatement voisins de la source (cadres 0 nord et 0 sud) plutôt que sur la peau, cette définition de l'activité est incorrecte. Dans l'impossibilité de trancher quant à la localisation précise de ce dépôt, cette mesure doit donc être considérée comme une pollution effective rapportée à la surface de source.

On obtient les activités de pollution interne en ^{214}Bi (pour un niveau de confiance de 67 %):

$$\begin{aligned} ^{100}\text{Mo} : A_i &= 13,5 \pm 5,0 \text{ mBq/kg} \\ ^{nat.}\text{Mo} : A_i &= 7,0 \pm 5,0 \text{ mBq/kg} \end{aligned}$$

Ces deux mesures sont compatibles avec les limites de contamination en ^{214}Bi obtenues par la collaboration en spectroscopie gamma (annexe 1 de [3]: *Mesure de faible radioactivité au LSM*, par le groupe NEMO de Bordeaux):

$$^{100}\text{Mo} \text{ et } ^{nat.}\text{Mo} : A_i \leq 50 \text{ mBq/kg} \quad (90 \% \text{ CL})$$

Par la méthode de sélection des événements (e,γ) à haute énergie, on a obtenu (à 90 % CL, [4]):

$$\begin{aligned} ^{100}\text{Mo} : A_i &\leq 33 \text{ mBq/kg} \\ ^{nat.}\text{Mo} : A_i &\leq 23 \text{ mBq/kg} \end{aligned}$$

Origine de la contamination	^{100}Mo	$^{nat.}\text{Mo}$
A_i (mBq/kg)	< 19	< 12
A_d (mBq/m ²)	> 0,1 < 1,3 *	> 0,15 < 1,1 *

Table 12: Limites pour un intervalle de confiance de 85 % (erreurs statistiques seules) pour les activités en ^{214}Bi des deux peaux de molybdène; i : contamination interne, d : contamination effective de surface. * en attribuant au radon tous les événements (α) sur la peau.

En ce qui concerne la pollution de surface effective induite par le ^{222}Rn diffusant dans NEMO 2, nous l'estimons au niveau de:

$$^{100}\text{Mo} : A_d = 0,40 \pm 0,30 \text{ mBq/m}^2$$

$$^{nat.}\text{Mo} : A_d = 0,55 \pm 0,30 \text{ mBq/m}^2$$

L'effet de dépôt est donc comparable sur les deux peaux.

Si on tient compte des effets d'inertie du radon, les chiffres cités ci-dessus doivent être pris comme des limites de contamination:

- limite supérieure pour la contamination interne (A_i),
- limite inférieure pour la contamination de surface (A_d),
- limite supérieure pour la contamination de surface en attribuant au radon tous les événements (α) détectés dans la zone Peau sans extrapolation à $Q = 0 \text{ Bq/m}^3$ (soit 64 événements sur ^{100}Mo , et 44 sur $^{nat.}\text{Mo}$).

La table 12 donne ces limites d'activités à un niveau de confiance de 85 % (à 1σ sur l'erreur statistique). Ces résultats restent meilleurs que ceux obtenus antérieurement par la collaboration. Pour une durée comparable en phase 3 et une efficacité de sélection proche de $5 \cdot 10^{-4}$, la sélection (e,γ) a isolé respectivement 22 et 13 événements sur les peaux de ^{100}Mo et de $^{nat.}\text{Mo}$, soit deux fois moins d'événements que dans le canal (α). Ce dernier est donc statistiquement plus sensible et probablement plus sûr pour mesurer la pollution du ^{214}Bi . Cette analyse ne nécessite pas de coupures sophistiquées en temps de vol, en énergie et en topologie. Ceci constitue une propriété intéressante puisque l'identification de la trace retardée garantit la position de l'origine de l'événement.

4 Résultat de la phase 4

En Novembre 1993, la collaboration a procédé à une importante transformation du dispositif expérimental de NEMO 2:

- remplacement des photomultiplicateurs d'origine par des photomultiplicateurs bas bruit de fond,
- remplacement des modules scintillateur plastique (2 cm) + CsI (2,5 mm) par des blocs de scintillateur plastique de 10 cm d'épaisseur.

La partie centrale de NEMO 2, chambres à fils et source, n'a pas subi de changements. Dans cette nouvelle configuration, la phase 4 a débuté fin 1993. Le premier effet attendu en phase 4 est une augmentation de l'efficacité de détection des gamma puisque l'épaisseur des scintillateurs a été considérablement augmentée. On s'attend donc à mieux détecter les événements de bruit de fond du type ($\gamma + x$; \forall les particules x), en particulier ceux induits par les désintégrations du ^{214}Bi . De plus, les photomultiplicateurs étant moins contaminés, le flux de γ qu'ils induisent vers la partie centrale de NEMO 2 se trouve réduit par rapport à la phase 3. Dans ces conditions, on espère étudier les différentes pollutions du détecteur en ^{214}Bi avec une plus grande efficacité.

L'analyse de cette phase porte sur l'ensemble des données pour lesquelles l'acquisition des TDC lents a fonctionné, à partir du run 830 jusqu'au run 903, soit 2259 heures. Les conditions de déclenchement du détecteur ont été modifiées par rapport à la phase 3; elles consistent en:

- au moins un photomultiplicateur touché; cette condition est rendue possible à partir de la phase 4 grâce aux PM bas-bruit,
- 4 plans de fils Geiger touchés.

Dans cette analyse, ne sont considérés que les événements avec au moins 2 photomultiplicateurs touchés, ceci pour se replacer dans les conditions de déclenchement de la phase 3 et permettre ainsi une comparaison. Il aurait été souhaitable d'étudier également les événements avec un seul PM touché et une trace retardé: canal (e, α). Faute de temps, cette étude n'a pu être achevée dans le cadre de ce mémoire.

Pendant les 2259 heures de prise de données considérées dans cette analyse, plus de $3,8 \cdot 10^6$ événements ont été détectés par NEMO 2, soit un taux de déclenchement moyen de l'ordre de 1700 h^{-1} . La très grande majorité des événements collectés ne touche en fait qu'un seul PM. Si on considère les événements qui touchent au moins 2 PM (conditions phase 3), le taux de déclenchement tombe vers 120 h^{-1} à comparer aux 800 h^{-1} en phase 3. Prenant en compte l'augmentation de l'efficacité de l'ordre d'un facteur 5, on en déduit que le bruit de fond a diminué d'un facteur 30 environ par rapport à la phase 3.

En ce qui concerne le radon présent dans l'atmosphère du laboratoire, les variations du taux de déclenchement du détecteur sont étudiées comme en phase 3. La figure 16 présente les variations du taux de déclenchement moyen par run pendant la phase 4.

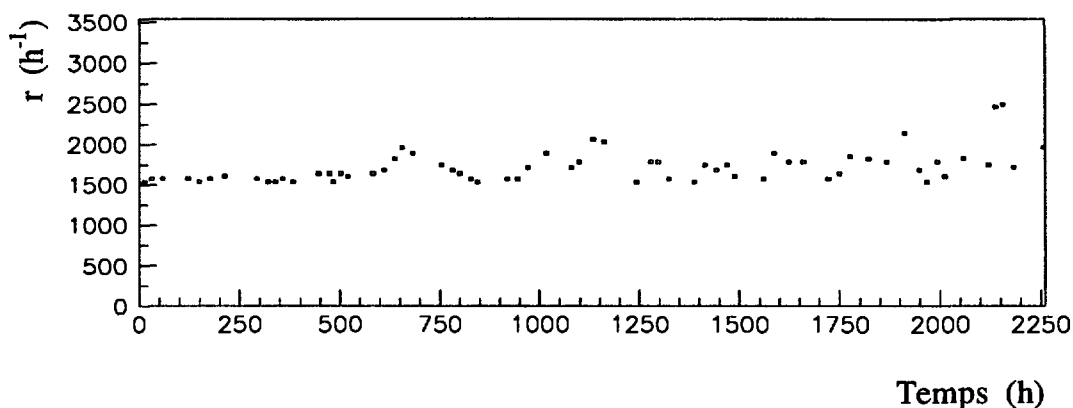


Figure 16: Variations du taux de déclenchement r de NEMO 2 (phase 4).

La figure 17 montre la dépendance du déclenchement avec l'activité en radon externe. Comme pour la phase 3, une relation linéaire constitue une hypothèse raisonnable pour calibrer le taux de déclenchement avec le radon externe:

$$Q \text{ (Bq/m}^3\text{)} = a \times r \text{ (h}^{-1}\text{)} + b$$

avec les paramètres a et b obtenus par régression linéaire sur un ensemble de 50 runs:

$$a = (6,823 \pm 0,176) 10^{-2} \text{ Bq.h/m}^3$$

$$b = -94,2 \pm 2,9 \text{ Bq/m}^3$$

La phase 4 n'a pas connu de longues périodes continues à fort taux de radon externe comme ce fut le cas en phase 3 (Février 1993). Cela constitue une difficulté pour utiliser valablement la méthode d'extrapolation. Nous avons mentionné le phénomène d'inertie entre le radon externe et la quantité de ^{214}Bi interne (annexe III). Compte tenu des fluctuations constantes et d'amplitude relativement faible du taux de radon externe en phase 4, on s'attend à ce que la méthode d'extrapolation à $Q = 0 \text{ Bq/m}^3$ soit moins significative qu'en phase 3.

Les problèmes d'électronique survenus lors de la remise en marche du détecteur en Décembre 93 ne nous ont pas permis de disposer d'une mesure de temps correcte sur l'ensemble des PM. Il n'a donc pas été appliqué de coupure en temps de vol sur les événements. En conséquence, l'analyse de la phase 4 porte sur des données brutes non filtrées et non reconstruites (chapitre II).

La recherche des α retardés peut toutefois être effectuée car elle permet d'obtenir une information géométrique (trace retardée) sans l'aide de la recons-

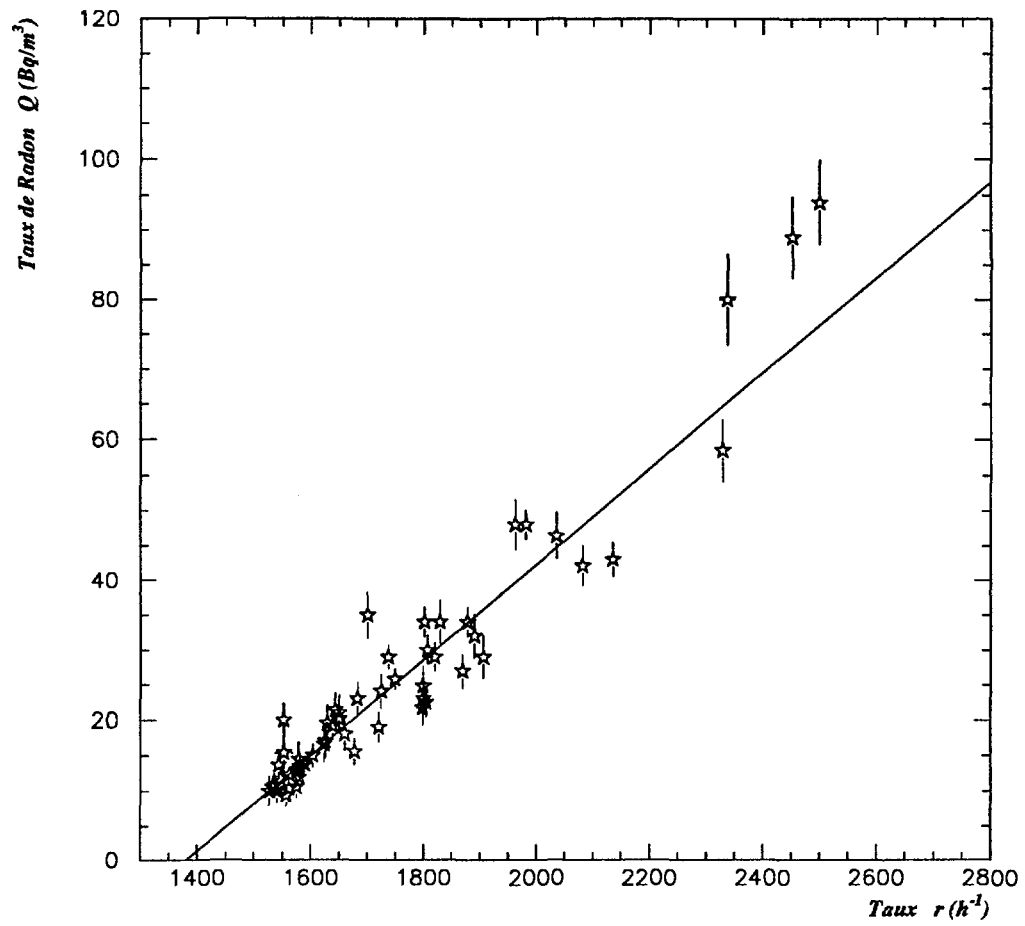


Figure 17: Corrélation entre le taux de radon externe Q et le taux de déclenchement r de NEMO 2 en phase 4.

Présélection	Visualisation	Fiduciaire	Coupure en énergie
5719	1838	1176	783

Table 13: Nombre d'événements dans chaque étape de sélection dans le canal (α) en phase 4.

truction des événements et d'isoler de manière relativement sûre les événements issus des désintégrations du ^{214}Bi interne.

4.1 Sélection des événements avec traces retardées

On procède de la même manière qu'en phase 3 pour sélectionner les événements avec trace retardée, soit:

- une étape de présélection par programme,
- une étape de visualisation,
- une mesure par visualisation,
- une coupure en volume fiduciaire.

En l'absence de reconstruction géométrique des événements, nous ne sommes pas en mesure, à la présélection, d'appliquer le critère (g) dit "de proximité au vertex reconstruit" (voir chapitre III). Le reste de la procédure est inchangé. Finalement, une coupure en énergie est appliquée sur les événements (α) du lot sélectionnés de manière à s'affranchir d'éventuels effets de fluctuations du seuil de déclenchement. La coupure en énergie impose qu'au moins 2 PM enregistrant l'événement aient collecté chacun plus de 100 keV d'énergie.

La table 13 présente la statistique obtenue après chaque étape de sélection. Le lot final comporte 783 événements (α). Ce nombre est compatible avec celui obtenu en phase 3: 326 événements (α) avec une efficacité 5 fois plus faible (modification des scintillateurs) et une prise de données 2 fois plus longue (4941 h au lieu de 2259 h). La distribution des temps retardés est montrée en figure 18, et l'ajustement à la durée de vie du ^{214}Po ($T_{1/2} = 162 \pm 13 \mu\text{sec}$) conduit à une estimation du rapport signal/bruit dans ce lot:

$$S/B \geq 10$$

Le lot sélectionné en phase 4 semble donc peu pollué. On tolère un bruit de fond inférieur à 80 événements pour un total de 783.

4.2 Séparation des zones chambre et source

Les mêmes coupures que pour la phase 3 servent à séparer les contributions dans la chambre et sur la peau (table 14). Nous montrons en figure 19, la distri-

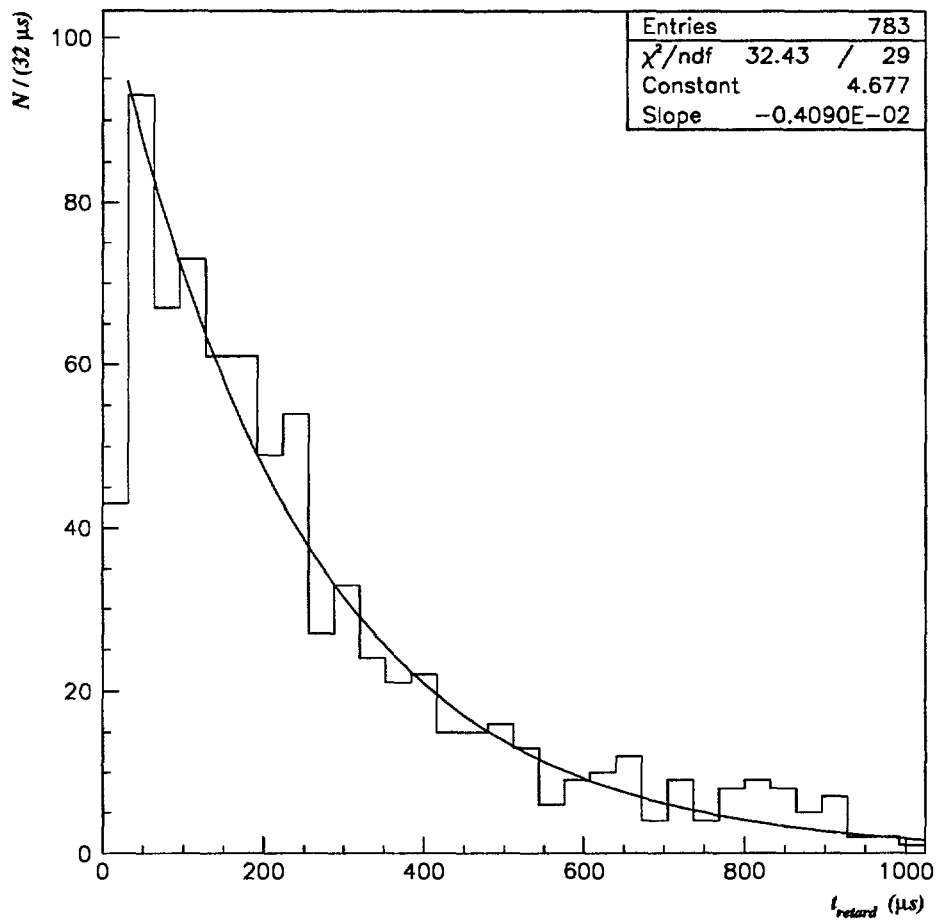


Figure 18: Distribution des temps retardés pour le lot d'événements (α) sélectionnés en phase 4; ajustement d'une exponentielle en négligeant le bruit de fond.

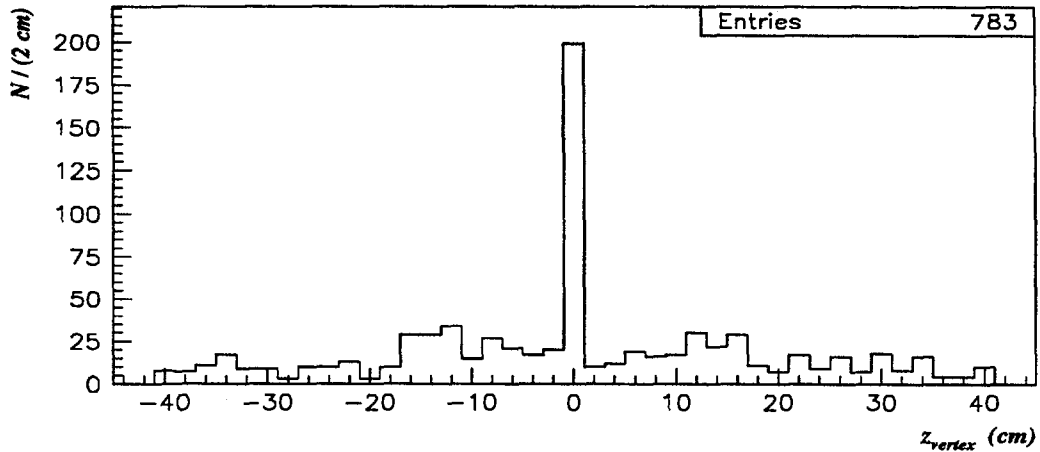


Figure 19: Distribution de la position du vertex mesuré sur l'axe $z'Oz$, 783 événements (phase 4).

Chambre	Peau	Complément	Total
525	229	29	783

Table 14: Sélection Peau/Chambre des événements (α) en phase 4: nombre d'événements dans chaque zone.

bution selon l'axe du détecteur ($z'Oz$) de la position du vertex des événements (α). On sépare la zone "Chambre" en deux régions:

- zone I : $5 \text{ cm} < |z_{\text{vertex}}| < 16 \text{ cm}$,
- zone II : $20 \text{ cm} < |z_{\text{vertex}}| < 40 \text{ cm}$.

La table 15 montre la répartition du lot dans les deux zones. Une quantité significative d'événements est mise en évidence en zone II, ce qui n'était pas le cas pour les données de la phase 3. Cette statistique en zone II s'explique par le fait qu'aucune coupure en temps de vol n'est appliquée, par conséquent, les événements peu centraux ne sont pas éliminés. Dans cette région, les fils constituent

Zone I	Zone II	Complément	Total
246	214	65	525

Table 15: Répartition en z des événements (α) dans la chambre (phase 4).

la seule surface offerte à un dépôt des descendants du radon.

En zone I, les parois de mylar interne offrent environ 3 m^2 de surface. De plus, la surface de fils y est environ deux fois plus faible qu'en zone II: respectivement $0,25 \text{ m}^2$ et $0,50 \text{ m}^2$. Une simulation des désintégrations du ^{214}Bi dans la chambre de NEMO 2 dans la configuration de la phase 4 a permis de déterminer les efficacités de détection des événements (α) en zones I et II; on obtient respectivement environ $2 \cdot 10^{-2}$ et 10^{-2} . Dans l'hypothèse où les descendants du radon sont déposés préférentiellement sur les fils de nickel, il y a donc une assez bonne cohérence entre les nombres d'événements détectés en zone I et en zone II. Dans la zone I, le mylar interne, malgré une surface six fois plus grande que la surface totale des fils en zone II, semble moins efficace pour piéger les descendants du radon. En effet, un dépôt de ^{214}Bi sur le mylar correspondant à une pollution de surface équivalente à celle des fils de la zone II induirait un nombre d'événements dans la zone I de l'ordre de:

$$3 \text{ m}^2 \times \frac{214}{0,5 \text{ m}^2} \times 4^* \simeq 5000 \text{ événements}$$

* estimation du rapport d'efficacité de détection pour un α déposé sur le mylar par rapport à un α déposé sur un fil de nickel en zone II.

Un signal d'une telle amplitude n'est pas observé dans la zone I puisque l'on n'observe que 246 événements. Dans ces conditions, l'hypothèse simple selon laquelle les descendants du radon sont déposés de manière uniforme sur toutes surfaces internes est écartée.

Discutons de l'éventualité d'une pollution interne du nickel: le nombre d'événements (α) attendus ayant pour origine une contamination de 33 mBq/kg (hypothèse la plus extrême au regard de la limite obtenue par spectroscopie γ), avec une limite maximum d'efficacité de $2 \cdot 10^{-3}$, est estimé à:

$$33 \text{ mBq/kg} \times 2259 \text{ h} \times 3600 \text{ s} \times 0,2 \text{ kg} \times 2 \cdot 10^{-3} \simeq 110 \text{ événements}$$

Cette limite d'une centaine d'événements est nettement inférieure aux 525 événements détectés dans la chambre. L'essentiel de la statistique (α) détectée en phase 4 dans la chambre est donc expliqué par un dépôt sur les fils des descendants du radon ayant diffusé à l'intérieur du détecteur. Cette conclusion confirme la phase 3 sur ce thème.

La figure 20 montre la distribution en longueur de trace retardée pour les événements de la zone II. Il y a une forte proportion de traces longues (vers 30 cm) dans ce lot d'événements, ce qui est compatible avec l'hypothèse d'un dépôt. Les traces courtes s'expliquent aisément du fait que certains α terminent leur course dans un bord de la chambre (cuivre ou mylar externe).

L'ajustement des distributions des temps retardés permet d'estimer les rapports signal sur bruit (S/B) pour les lots d'événements (α) dans les zones "Chambre" et "Peau":

$$\text{Chambre: } S/B > 15$$

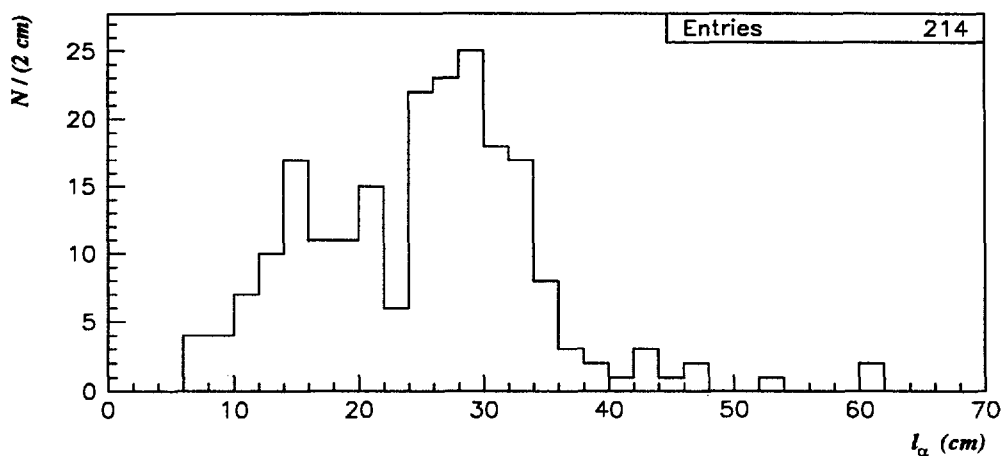


Figure 20: Distribution des l_α pour les 214 événements (α) détectés dans la chambre en zone II (phase 4).

$$\text{Peau: } S/B = 2,35 \pm 0,85$$

Le lot d'événements sélectionnés dans la chambre est particulièrement peu pollué. Par contre, le rapport signal sur bruit est plus défavorable sur la peau. Les événements localisés sur la peau ont été visualisés une seconde fois afin de vérifier l'efficacité de la procédure de sélection. Cette opération n'a pas mis en évidence d'erreur d'interprétation pour ces événements qui respectent les critères définis dans le chapitre III. Il s'agit donc d'un fait spécifique à la phase 4. L'absence de réjection du fond externe en phase 4 (pas de coupure en temps de vol) pourrait éventuellement expliquer ce bruit plus important sur la peau. Le taux d'événements (α) fortuits sur la peau est susceptible d'augmenter, par exemple dans le cas d'événements d'origine externe déclenchant le détecteur et suivis dans une milliseconde d'un Compton fortuit dans la peau. Notre connaissance limitée de certaines composantes du fond externe à basse énergie rend difficile toute prédiction quantitative d'un tel effet. Ces conditions moins favorables qu'en phase 3 ne nous empêche toutefois pas de distinguer clairement le signal du ^{214}Po au niveau de la source.

4.3 Effet du radon externe

La table 16 présente les statistiques α dans la chambre et sur la peau en fonction du niveau de radon externe. On ne met pas en évidence de dépendance significative du taux d'événements α avec le radon dans la chambre. Sur la peau, l'effet n'est que très faible. Le taux de radon a été relativement constant pendant

Taux de radon	Faible	Moyen	Elevé	Total
Q (Bq/m ³)	12	25	55	22
Durée (h)	820	1298	141	2259
Chambre				
N _(α)	203	285	37	525
[Taux (10 ⁻¹ h ⁻¹)]	[2,47±0,17]	[2,20±0,13]	[2,63±0,43]	[2,32±0,10]
Peau				
N _(α)	76	135	18	229
[Taux (10 ⁻² h ⁻¹)]	[9,26±1,06]	[10,4±0,9]	[12,8±3,0]	[10,14±0,67]

Table 16: Sélection des événements (α) sur la peau et dans la chambre selon le taux de radon moyen dans le LSM (phase 4).

cette phase (figure 16). Les quelques runs accompagnés d'un taux de radon élevé sont isolés. Les phénomènes d'inertie deviennent trop importants pour permettre une utilisation significative de la méthode d'extrapolation à $Q = 0$ Bq/m³ (annexe III). Dans les conditions de la phase 4, cette méthode conduit à une sous-estimation des effets du radon: 100 % des événements étant interprétés comme des événements de contamination interne du détecteur alors qu'ils sont induits en grande partie par le radon. On n'utilisera donc la méthode d'extrapolation que pour déterminer des limites supérieures sur les contaminations en ²¹⁴Bi des peaux de ¹⁰⁰Mo et de ^{nat}Mo. Dans la chambre, la méthode d'extrapolation n'a pas de sens. On ne peut mettre en évidence l'effet du radon de cette manière. Il a toutefois été montré dans la section précédente que les événements dans la chambre étaient très majoritairement dus au dépôt des descendants du radon diffusant dans le détecteur.

Sur la peau, l'ajustement linéaire selon:

$$r_{\alpha}(h^{-1}) = a \times Q \text{ (Bq/m}^3\text{)} + b$$

conduit, par la méthode du maximum de vraisemblance, à:

$$a = (1,15 \pm 0,60) 10^{-3} \text{ m}^3\text{h}^{-1}\text{Bq}^{-1}$$

$$b = (7,5 \pm 1,3) 10^{-2} \text{ h}^{-1}$$

soit, pour 2259 heures et en négligeant le bruit de fond:

169 ± 29 événements de pollution interne à la source

60 ± 30 événements de pollution externe en dépôt.

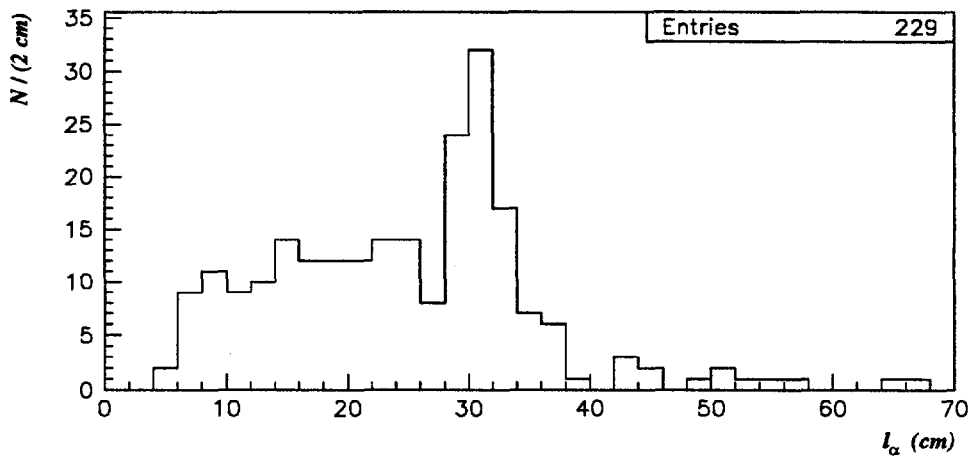


Figure 21: Distribution des longueurs l_α pour les 229 événements (α) détectés sur la peau (phase 4).

La figure 21 présente la distribution des longueurs l_α des traces retardées. Le pic à 30 cm caractérise, comme en phase 3, une pollution de surface. Il est relativement moins net que dans la phase 3, ce qui semble normal, étant donné le faible niveau moyen de radon externe sur l'ensemble de la phase 4: environ 20 Bq/m^3 . En utilisant les longueurs des traces (81 événements avec l_α entre 26 et 36 cm), on aboutit à une estimation des contaminations suivante (bruit de fond négligé):

$$161 \pm 25 \text{ événements de pollution interne à la source}$$

$$68 \pm 20 \text{ événements de pollution externe en dépôt.}$$

Ce résultat est compatible avec les limites de la méthode d'extrapolation.

4.4 Analyse et résultats

On distingue les événements sur chacune des deux peaux selon les coupures déjà utilisées en phase 3 (table 17). La méthode d'extrapolation linéaire du taux d'événements à 0 Bq/m^3 (maximum de probabilité) permet d'estimer les contributions internes et externes au signal (α) sur chaque peau. Le résultat est présenté dans la table 18.

Dans l'hypothèse où les effets d'inertie ^{214}Bi interne/radon externe sont les mêmes sur les deux peaux, les nombres d'événements obtenus sont cohérents. Comme pour la phase 3, un excès d'événements internes sur le ^{100}Mo relativement au ^{nat}Mo apparaît dans cette analyse (103 comparé à 54). Compte tenu de la

^{100}Mo	<i>nat.</i> Mo	Complément	Total
139	74	16	229

Table 17: Sélection (α) ^{100}Mo / *nat.*Mo en phase 4: nombre d'événements par zone de la source.

Origine de la contamination	^{100}Mo	<i>nat.</i> Mo
^{214}Bi interne	103 ± 26	54 ± 18
^{214}Bi déposé	36 ± 29	20 ± 20

Table 18: Extrapolation des nombres d'événements (α) à $Q = 0 \text{ Bq/m}^3$ sur les deux peaux et contributions attribuées au radon (phase 4).

statistique, on ne peut obtenir une mesure très significative de l'écart des contaminations en ^{214}Bi des deux parties de la source.

Une simulation des désintégrations du $^{214}\text{Bi} + \alpha$ du ^{214}Po dans le détecteur NEMO 2 avec sa nouvelle configuration a été réalisée dans l'hypothèse d'une contamination interne de la source ($e = 44 \mu\text{m}$). On obtient ainsi les efficacités dans le canal α pour chacune des deux peaux. Les efficacités dans l'hypothèse d'un dépôt de ^{214}Bi sur la source sont extrapolées de ce résultat et des simulations relatives à la phase 3. Elles sont présentées dans la table 19.

Le rapport signal sur bruit du lot est pris en compte dans l'hypothèse où ce

Origine de la contamination	^{100}Mo	<i>nat.</i> Mo
^{214}Bi interne: $\varepsilon_i (10^{-3})$	$4,72 \pm 0,15$	$4,24 \pm 0,15$
^{214}Bi déposé: $\varepsilon_d (10^{-3})$	$16,0 \pm 0,7$	$15,2 \pm 0,8$

Table 19: Efficacités dans le canal (α) pour les deux hypothèses de contamination (phase 4); les erreurs indiquées sont statistiques.

Origine de la contamination	^{100}Mo	$^{nat.}\text{Mo}$
A_i (mBq/kg)	< 15	< 10
A_d (mBq/m ²)	< 1,4 *	< 0,9 *

Table 20: Limites supérieures des activités en ^{214}Bi des deux peaux de molybdène; i : contamination interne, d :contamination de surface. * en attribuant au radon tous les événements (α) sur la peau.

rapport est identique sur chacune des parties de la peau à $Q = 0 \text{ Bq/m}^3$.

Nous déterminons des limites supérieures de contamination interne en ^{214}Bi pour les peaux de ^{100}Mo et $^{nat.}\text{Mo}$ à partir des nombres d'événements (α) extrapolés à 0 Bq/m^3 en soustrayant statistiquement le bruit de fond ($S/B = 2,35 \pm 0,85$) et en prenant en compte l'efficacité du canal (α). On obtient les limites d'activités ^{214}Bi suivantes (pour un niveau de confiance de 85 %):

$$\begin{aligned} ^{100}\text{Mo} : A_i &< 15 \text{ mBq/kg} \\ ^{nat.}\text{Mo} : A_i &< 10 \text{ mBq/kg} \end{aligned}$$

Ces valeurs sont compatibles avec les résultats de la phase 3. Par ailleurs, l'excès d'événements constaté sur la peau de ^{100}Mo suggère que son activité en ^{214}Bi est de 5 à 10 mBq/kg supérieure à l'activité du $^{nat.}\text{Mo}$.

Pour ce qui concerne la contamination en surface de la peau, on obtient des limites supérieures d'activité effective de dépôt du ^{214}Bi en attribuant au radon tous les événements (α) détectés sur les peaux (pour un niveau de confiance de 85 %):

$$\begin{aligned} ^{100}\text{Mo} : A_d &< 1,4 \text{ mBq/m}^2 \\ ^{nat.}\text{Mo} : A_d &< 0,9 \text{ mBq/m}^2 \end{aligned}$$

Ces valeurs sont compatibles avec les contaminations de surface mesurées en phase 3. Les résultats de mesure d'activité en ^{214}Bi pour la phase 4 sont résumés dans la table 20. Dans les conditions de la phase 3, nous utiliserons l'activité effective moyenne des peaux donnée en table 11:

$$A_d = 0,50 \pm 0,25 \text{ mBq/m}^2$$

5 Bruit de fond de la $\beta\beta 0\nu$ dans la phase 3

L'analyse du canal (α) avait pour but d'estimer le bruit de fond de la $\beta\beta 0\nu$ induit par les diverses pollutions du dispositif expérimental par le ^{214}Bi : contamination interne des sources, contamination interne par le radon, effets externes. Le ^{214}Bi est un polluant particulièrement sensible car il peut engendrer des événements jusqu'à 3 MeV.

5.1 Efficacités

La simulation permet d'estimer les efficacités de détection d'événements d'origine différentes, dans le canal (2e) à haute énergie. On envisage ici plusieurs bruits de fond:

- (1) - contamination interne en ^{214}Bi de la source.
- (2) - contamination en ^{214}Bi en surface à proximité de la source (dépôt des descendants du radon interne).
- (3) - contamination en ^{214}Bi extérieure au détecteur (dépôt des descendants du radon devant les fenêtres externes de mylar).

Pour comparaison, les processus suivants sont également considérés:

- (4) - contribution à haute énergie du processus $\beta\beta 2\nu$.
- (5) - contamination interne en ^{208}Tl de la source.
- (6) - flux de neutrons.

Le processus (6) ne fait pas l'objet d'une détermination d'efficacité. On utilisera le résultat d'une étude menée par la collaboration sur l'effet des neutrons dans le canal (2e) [5].

La table 21 présente les efficacités estimées par Monte Carlo pour chacun des 5 premiers processus dans le canal (2e). La définition des événements (2e) est la même que celle qui a été présentée dans le chapitre II, il s'y ajoute la condition de sélection des événements à haute énergie: la somme des énergies des deux électrons identifiés doit se trouver dans l'intervalle 2,5 à 3,0 MeV:

$$E_1 + E_2 \in [2,5 - 3,0] \text{ MeV}$$

Pour le processus (3), nous n'avons estimé qu'une limite supérieure sur l'efficacité en raison de son extrême faiblesse.

5.2 Signal $\beta\beta 2\nu$

La phase 3 a permis de mesurer la période du processus $\beta\beta 2\nu$. L'analyse des événements dans le canal (2e) menée par la collaboration a porté sur 6140 heures d'acquisition pour une masse de 172 grammes de molybdène enrichi. Un calibrage fin en énergie et en temps, tenant compte des dérives de l'appareillage pendant les mois de fonctionnement du détecteur, a été utilisé. Un programme de reconstruction des événements, basé sur un algorithme de Kalman et mis au point dans la collaboration [6] [7] a permis de sélectionner la statistique (2e). L'analyse du bruit de fond est menée par comparaison des populations sélectionnées dans le canal (e, γ) sur les deux peaux de molybdène enrichi et naturel. Un signal $\beta\beta 2\nu$ de 1433 événements sur le ^{100}Mo a été isolé par soustraction statistique du bruit de fond. La figure 22 montre la distribution en énergie des deux électrons du signal $\beta\beta 2\nu$ (trait plein), le bruit de fond ayant été soustrait. Ce signal est à comparer sur la même figure au bruit de fond d'origine externe (trait pointillé). La période du processus $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo a pu être mesurée [4]:

$$T_{1/2,2\nu} = (0,95 \pm 0,04(stat.) \pm 0,09(syst.)) 10^{19} \text{ années}$$

5.3 Contributions au bruit de fond (2e) à haute énergie

En utilisant les efficacités issues du Monte-Carlo et citées dans la table 21, les nombres d'événements (2e) à haute énergie attendus pendant la phase 3 sont estimés pour les diverses hypothèses:

- (1) Contamination interne des peaux en ^{214}Bi , table 11:

$$\begin{aligned} {}^{100}\text{Mo} : A_i &= 13,5 \pm 5,0 \text{ mBq/kg} \\ {}^{nat.}\text{Mo} : A_i &= 7,0 \pm 5,0 \text{ mBq/kg} \end{aligned}$$

- (2) Contamination effective des deux peaux par le radon, table 11:

$$A_d = 0,50 \pm 0,25 \text{ mBq/m}^2$$

- (3) Effet du ^{214}Bi externe déposé à l'intérieur du blindage, chapitre III, section 3.3:

$$N_{214\text{Bi}}^{blindage} \sim 40 \cdot 10^6 \text{ en } 6000 \text{ h}$$

- (4) Contamination par le processus $\beta\beta 2\nu$, demi-vie du ^{100}Mo :

$$T_{1/2,2\nu} = (0,95 \pm 0,10) 10^{19} \text{ années}$$

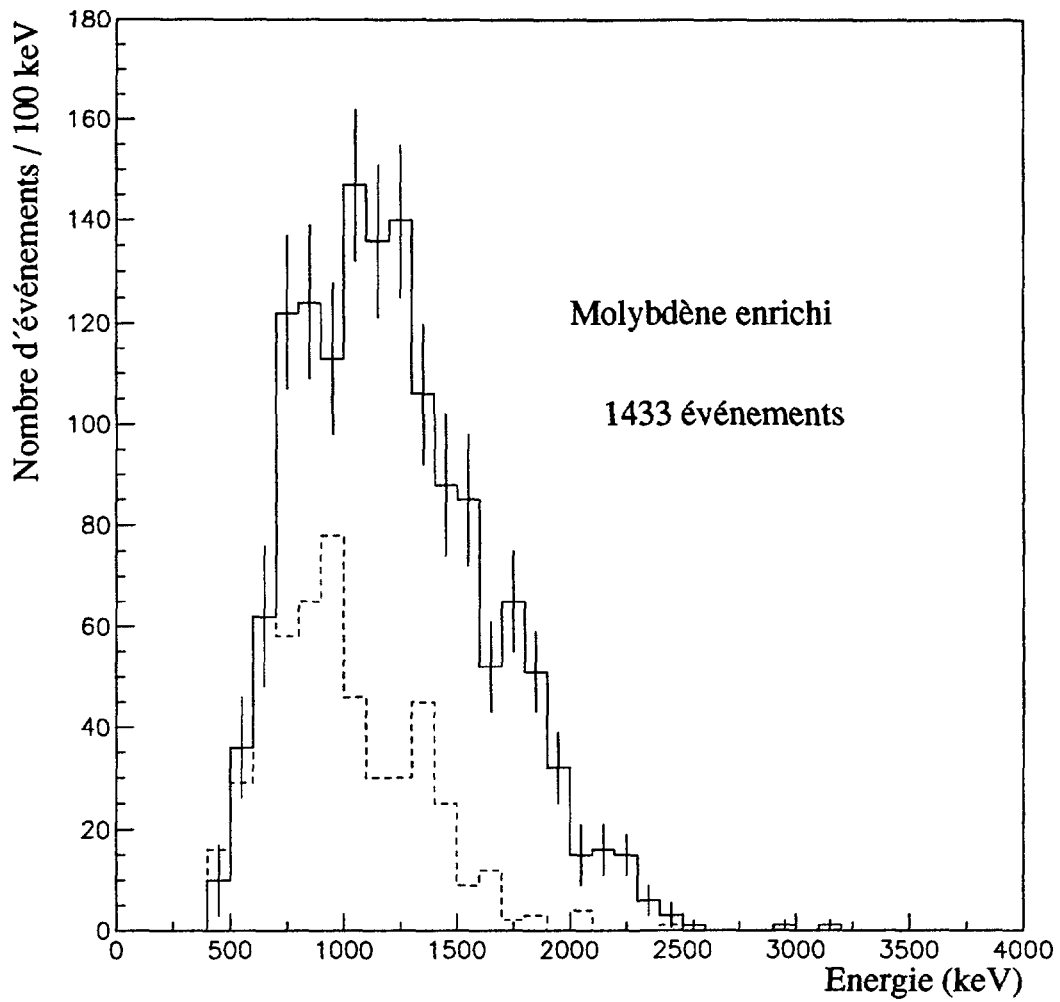


Figure 22: Distribution en énergie des deux électrons pour le signal $\beta\beta 2\nu$ observé sur le ^{100}Mo pendant la phase 3 de l'expérience NEMO 2 (trait plein, bruit de fond soustrait); la distribution en énergie du fond d'origine externe est montrée pour comparaison (trait pointillé). On rappelle qu'une coupure à 200 keV est appliquée sur l'énergie de chacun des électrons (cf. chapitre II, section 3.4).

Processus	Efficacité (2e) [2,5-3,0]MeV	Nombre d'événements (2e) attendus [2,5-3,0]MeV
(1)	$(7,5 \pm 2,0) 10^{-6}$	$0,55 \pm 0,22$
(2)	$(7,5 \pm 2,0) 10^{-6}$	$0,13 \pm 0,07$
(3)	$< 1,3 10^{-10}$	$< 0,01$
(4)	$(1,27 \pm 0,20) 10^{-5}$	$0,65 \pm 0,15$
(5)	$(7 \pm 2) 10^{-5}$	$< 2,0$
(6)	-	$0,05 \pm 0,04$
Total	en négligeant le ^{208}Tl :	$1,4 \pm 0,3$
	avec le ^{208}Tl :	$< 3,8$

Table 21: Efficacités et nombre d'événements (2e) attendus dans la fenêtre à haute énergie pendant la phase 3 en fonction des différentes contaminations envisagées (6140 heures d'acquisition, sur l'ensemble de la source). On donne le nombre total d'événements de bruit de fond en négligeant la contamination du ^{208}Tl ainsi qu'une limite supérieure en prenant en compte ce polluant.

(5) Contamination interne des peaux sources en ^{208}Tl , limite de cette contamination obtenue par l'analyse du canal (e, γ) à haute énergie, [4]:

$$A_i < 4 \text{ mBq/kg}$$

(6) Flux de neutrons dans le LSM, [5]:

$$0,13 \pm 0,10 \text{ /MeV/année}$$

L'effet des muons cosmiques est négligeable au LSM [5].

Les nombres d'événements (2e) attendus à haute énergie pendant les 6140 heures de la phase 3 et sur l'ensemble de la source sont dans la table 21. En conclusion, négligeant la contamination interne de la source en ^{208}Tl , le nombre d'événements attendus en phase 3 sur le ^{100}Mo dans le canal (2e) à haute énergie est de 1.

$$\langle N_{(2e)}^{\text{attendus}} \rangle = 1,0 \pm 0,2$$

Ce nombre est à comparer au nombre d'événements effectivement détectés sur le ^{100}Mo dans le canal (2e) dans la fenêtre à haute énergie en phase 3, soit 2 événements (figure 22):

$$N_{(2e)}^{\text{observés}} = 2$$

Les différentes contributions au bruit de fond de la $\beta\beta 0\nu$ sont donc bien comprises dans l'expérience NEMO 2. Les effets du ^{214}Bi interne dominant ceux du ^{214}Bi déposé par le radon au niveau de la source. Ces pollutions contribuent au même niveau que le processus permis $\beta\beta 2\nu$. Le ^{214}Bi externe à la chambre n'a qu'un effet négligeable par rapport à ces contaminations.

L'analyse du canal (2e) à haute énergie conduit à déterminer une limite inférieure sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo ($0^+ \rightarrow 0^+$). Avec une masse de 172 g de ^{100}Mo pendant 6140 h, une efficacité de détection de la $\beta\beta 0\nu$ de 4,25 % et un nombre d'événements de bruit de fond attendu égal à 1, on obtient pour 2 événements observés (4,5 événements exclus pour un niveau de confiance de 90 %, statistique de Poisson [8]):

$$T_{1/2,0\nu} > 4,75 \cdot 10^{21} \text{ années}$$

En négligeant l'influence d'éventuels courants droits dans la transition, ceci conduit à une limite supérieure sur la masse effective du neutrino - dépendant de la valeur de l'élément de matrice nucléaire (chapitre I, section 3.6.4, références [10], [25] et [27] dans la table 7):

$$\langle m_\nu c^2 \rangle < [7 - 14] \text{ eV}$$

6 Conclusion

Malgré des statistiques faibles, la méthode de sélection et d'analyse des événements avec α retardé est sensible à la contamination interne de la source en ^{214}Bi au niveau de quelques mBq/kg. Elle est de plus capable de mettre en évidence et de quantifier les effets du radon diffusant dans NEMO 2.

La sélection permet d'isoler efficacement un lot d'événements particulièrement propre en signant clairement l'effet ($^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{214}\text{Po}$). La méthode d'extrapolation pour un taux de radon externe $Q = 0 \text{ Bq/m}^3$ permet, sinon d'isoler la contamination interne en ^{214}Bi , au moins de la majorer à un niveau de sensibilité compétitif par rapport aux autres méthodes d'analyse. Il apparaît clairement que la porosité du détecteur vis-à-vis du radon externe et les effets d'inertie limitent la qualité de la mesure sans affecter toutefois sa sensibilité de manière importante.

L'analyse des longueurs de traces retardées met également en évidence la contribution du radon et, malgré la qualité moyenne de la mesure géométrique, confirme les résultats obtenus par l'exploitation de la corrélation temporelle du taux d'événements (α) avec le taux de radon externe.

L'analyse des données de la phase 4 permet de renforcer les conclusions de la phase 3. On peut toutefois regretter de ne pas avoir disposé d'une longue période d'acquisition continue avec un fort taux de radon externe (comme ce fut le cas en phase 3). Cela aurait en effet permis d'affiner la mesure des pollutions du ^{214}Bi en appliquant une méthode d'extrapolation plus sûre. Par ailleurs, cette opportunité aurait permis de mieux exploiter les capacités du détecteur dans sa nouvelle configuration. De plus, le lot d'événements (α) sélectionnés sur la peau s'est avéré pollué, probablement en raison de l'absence de coupure en temps de vol.

L'ensemble des conclusions de l'analyse de la diffusion du radon permet d'avancer l'hypothèse d'une capture vraisemblable des descendants du radon sur la surface des fils de la chambre.

Dans la conclusion générale et dans l'annexe IV, nous extrapolerons le problème du bruit induit par les contaminations en ^{214}Bi dans l'expérience NEMO 3.

Références

- [1] NEMO Collaboration, CENBG (Bordeaux), LPC (Caen), INR (Kiev), ITEP (Moscou), LAL (Orsay), CRN (Strasbourg), JINR (Dubna), MHC (South Hadley), IAP (Bucarest), INRNE (Sofia), **LAL 94-29**(1994).
NEMO 3 Proposal, A proposal for an experiment to study double-beta decay in the search for massive Majorana neutrinos to 0.1 eV.
- [2] Compte-rendu de la réunion de la collaboration NEMO (Orsay)(28-29/10/1993)
- [3] NEMO Collaboration, CENBG (Bordeaux), LPC (Caen), INR (Kiev), ITEP (Moscou), LAL (Orsay), CRN (Strasbourg), Note NEMO **9/92** (1992).
The NEMO 2 Detector, Technical report.
- [4] D. Dassié et al., Phys. Rev. **D51** (1995) 2090.
Two-neutrino double beta decay measurement of ^{100}Mo .
- [5] F. Piquemal, Thèse de Doctorat de L'Université Louis Pasteur de Strasbourg, **CRN 94-35** (1994), n° d'ordre: **1781**.
Double radioactivité bêta et physique du neutrino, étude du bruit de fond à 3 MeV dans la recherche de la désintégration bêta bêta du ^{100}Mo .
- [6] J.E. Campagne et G. Pichenot, Note interne NEMO **LAL 5/92** (1992).
Tracking precision of the NEMO-2 detector with cosmic data.
- [7] J.E. Campagne et G. Pichenot, Note interne NEMO **LAL 6/92** (1993).
Iterative track finding and fitting with NEMO-2.
- [8] Particle Data Group, Phys. Rev. **D50**, 1173 (1994).
Review of Particle Properties.

Conclusion

L'étude des processus rares pose invariablement les problèmes de bruit de fond dont la compréhension devient une composante essentielle de l'analyse. Dans le cadre de l'expérience $\beta\beta$ NEMO 2, phases 3 et 4, nous avons étudié les effets de la contamination par le ^{214}Bi . Ce radio-isotope est un descendant de l'uranium 238 dont les désintégrations peuvent être détectées jusqu'à 3 MeV, il constitue donc un polluant potentiel du processus interdit $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo .

Nous avons détecté des désintégrations du ^{214}Bi à l'intérieur du détecteur par la signature des α retardés émis dans la chaîne radioactive par le ^{214}Po . Le lot d'événements (α) sélectionnés par programme puis visuellement s'est avéré très propre avec moins de 10 % de bruit de fond.

La diffusion du radon à l'intérieur de la chambre à fils a pu être démontrée en mettant en évidence la corrélation entre les désintégrations du ^{214}Bi à l'intérieur du détecteur et l'activité en ^{222}Rn dans l'atmosphère du laboratoire.

Le dépôt de ^{214}Bi induit par le radon sur les surfaces internes de NEMO 2 a pu être quantifié.

La contamination interne en ^{214}Bi de la source a été statistiquement isolée de la pollution induite par le radon, elle a été déterminée avec une bonne sensibilité au niveau de (10 ± 5) mBq/kg (table 11, chapitre IV).

L'analyse de la longueur des traces α a confirmé l'existence des deux formes de contamination par le ^{214}Bi d'origines internes et externes.

Le taux de comptage (α) observé dans la chambre indique que le dépôt de ^{214}Bi par le radon est probablement situé sur les fils des cellules Geiger.

Au terme de cette étude, nous avons pu estimer les contributions du ^{214}Bi au bruit de fond de la $\beta\beta 0\nu$ en phase 3. Cette contamination a été comparée aux autres contributions envisagées à haute énergie dans le canal (2e) (~ 3 MeV). Nous avons montré qu'elle était comparable à la contamination induite par le processus permis. Le bruit de fond total du processus $\beta\beta 0\nu$ attendu dans les conditions de NEMO 2 (phase3) a pu être estimé au niveau de 1 événement par année sur la source de molybdène enrichi. Ces prédictions sont compatibles avec le résultat expérimental; le bruit de fond à 3 MeV semble donc bien compris dans NEMO 2. Nous avons extrait des résultats une limite sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo .

En ce qui concerne le futur détecteur NEMO 3, l'analyse du canal (α) semble montrer qu'il est indispensable d'équiper NEMO 3 d'une électronique du

type TDC lents. Couplé à un dispositif anti-radon autour du détecteur, cette électronique permettrait de disposer d'un moyen puissant de contrôle de la composante ^{214}Bi du bruit de fond (cf. annexe IV).

Annexe I

La fonction de correction coulombienne

1 Forme usuelle de la fonction de Fermi

Pour étudier les transitions β on introduit la fonction de correction coulombienne - fonction de Fermi - qui prend en compte de manière relativiste la distortion de la fonction d'onde de l'électron émis dans le champ électrique du noyau. D'après Behrens et Jänecke ([1], p. 4, formule 2), la forme de cette fonction est:

$$\chi(Z, \beta) = F_0 L_0 \quad (1)$$

avec

$$F_0 = 4 (2 p_e R)^{-2(1-\gamma_1)} \frac{|\Gamma(\gamma_1 + iy)|^2}{|\Gamma(2\gamma_1 + 1)|^2} e^{\pi y} \quad (2)$$

où

$$\gamma_1 = (1 - (\alpha Z)^2)^{1/2}, \text{ et } y = \alpha Z \frac{W_e}{p_e}$$

avec

α est la constante de structure fine.

R est le rayon nucléaire ($= r_0 A^{1/3}$) exprimé en unités de $\hbar/m_e c$ (m_e masse de l'électron, $\hbar/m_e c$ est la longueur Compton de l'électron).

β est la vitesse de l'électron exprimée en unité de c .

p_e est le moment de l'électron exprimé en unité de $m_e c$.

$W_e = (p_e^2 + 1)^{1/2}$ est l'énergie totale de l'électron exprimée en unité de $m_e c^2$.

Z est le numéro atomique du noyau fils dans la transition β considérée.

La fonction Γ est définie dans [2] et disponible par programme dans [3].

et

$$L_0 = \frac{\alpha_{-1}^2 + \alpha_{+1}^2}{2p_e^2 F_0} \quad (3)$$

où les quantités $\alpha_{\pm 1}$ sont les *amplitudes de Coulomb*, qui doivent être calculées numériquement. Les valeurs de L_0 sont très proches de 1 pour les énergies considérées ($E < 5$ MeV) d'autant plus que le numéro atomique du noyau est faible.

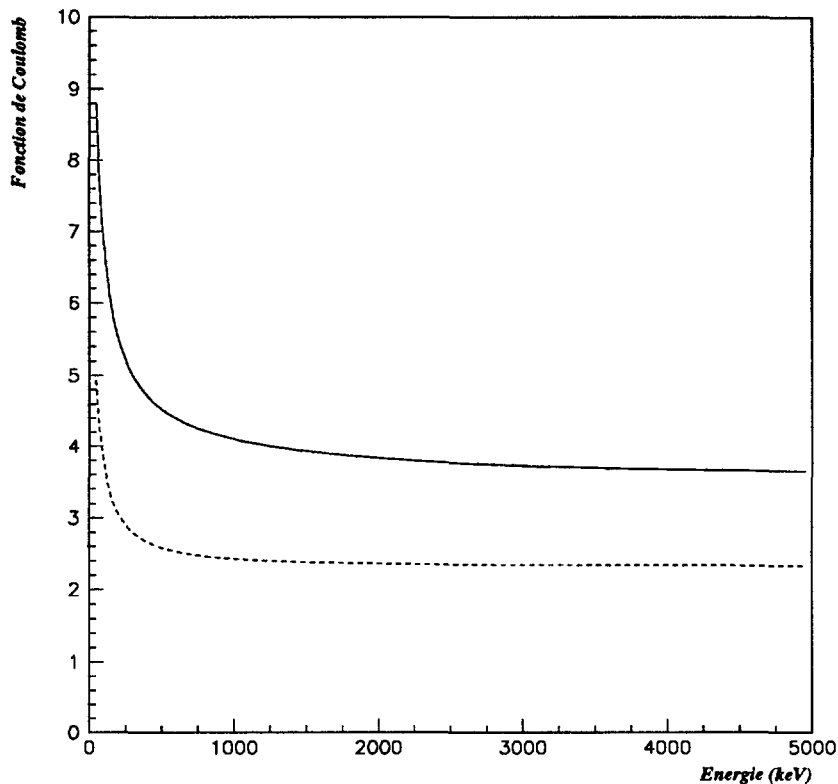


Figure 1: Fonction de correction coulombienne pour le $^{100}_{44}\text{Ru}$: (a) forme réaliste utilisée pour effectuer le calcul numérique (trait plein); (b) approximation non-relativiste (trait pointillé).

Bühring donne une forme analytique approchée pour le facteur L_0 ([4], p.476, formule 10b et p.474, table 1), les coefficients introduits dans cette expression dépendent de l'hypothèse faite sur la distribution de charge nucléaire, par exemple: distribution uniforme en volume ou distribution de surface. Le facteur L_0 dans [4] n'a pas la même définition que dans [1]; la conversion entre les deux définitions est explicitée dans [1].

2 Approximations usuelles

- Approximation non-relativiste:

La correction coulombienne est souvent utilisée sous une forme approchée qui ne tient pas compte de la taille finie du noyau - considéré comme une charge

ponctuelle - les aspects relativistes n'étant pas considérés. Cette approximation est d'autant plus correcte que le numéro atomique du noyau est faible (expansion spatiale limitée de la charge nucléaire). On a:

$$\gamma_1 \rightarrow 1 \text{ et } (2 p_e R)^{-2(1-\gamma_1)} \rightarrow 1$$

Dans ce cadre, on montre que la fonction de Coulomb peut s'écrire:

$$\chi^{NR}(Z, \beta) = \frac{2\pi y}{1 - e^{2\pi y}} \quad (4)$$

Cette forme constitue une bonne approximation couramment employée pour les Z faibles.

• Approximation de Rosen-Primakov:

L'approximation de Rosen-Primakov consiste à rendre le terme exponentiel du dénominateur de l'expression (4) indépendant de l'énergie, on écrit alors:

$$\chi^{NR,RP}(Z, \beta) = \frac{2\pi y}{1 - e^{2\pi y_0}} \quad (5)$$

où $y_0 = \alpha Z$ ce qui équivaut à rendre $\beta = \frac{W_e}{p_e} = 1$ dans le terme exponentiel.

3 Forme utilisée dans ce travail

Dans le chapitre I, les calculs des termes d'espace de phase relatifs à la partie leptonique des probabilités de transition $\beta\beta$ (3 modes) ont été effectués:

1 - dans le cadre de l'approximation de Rosen-Primakov en utilisant la formule (5) (intégration et formulation analytique de l'espace de phase leptonique total, chapitre I, table 5).

2 - par un calcul numérique en utilisant la forme (1) de la correction coulombienne et en prenant le facteur L_0 sous une forme approchée proposée dans [4] (formule 10b et p.474, table 1), dans l'hypothèse d'une distribution de charge nucléaire uniforme en volume. L'intégration numérique de l'espace de phase est faite selon la méthode de Gauss-Legendre d'ordre 10 [5]. La précision de la méthode de calcul numérique est meilleure que le pourcent. L'incertitude principale sur le résultat est liée d'une part à l'incertitude sur le $Q_{\beta\beta}$ de la transition considérée (typiquement inférieure à 1 %), et d'autre part à l'approximation faite dans le traitement de la fonction de Coulomb qui devient plus incorrect à mesure que le numéro atomique du noyau considéré augmente (chapitre I, table 6, comparaison avec Haxton et al.).

La figure 1 montre la fonction de correction coulombienne sous les formes (1) et (4) pour le ^{100}Ru (descendant du ^{100}Mo dans les transitions $\beta\beta$).

Références

- [1] H. Behrens et J. Jänecke, (Springer, Berlin 1969).
Numerical tables for beta decay and electron capture.
- [2] M. Abramovitz et I.A. Stegun, (Dover, New-York 1972).
Handbook of mathematical functions.
- [3] CERN Computer Centre program library, CERN, Genève (1989).
- [4] W. Bühring, Nuclear Physics, **40** (1963) 472-488.
Beta decay Theory using exact electron radial wave functions.
- [5] J.P. Nougier, (Masson, Paris 1991).
Méthodes de calcul numérique, 3^e édition.

Annexe II

Parcours de l'alpha du ^{214}Po

dans NEMO 2

1 Introduction

On s'intéresse ici au parcours de la particule α issue de la désintégration du ^{214}Po dans différents matériaux de NEMO 2:

- le molybdène de la source.
- le nickel des fils.
- le gaz des chambres à fils.

Le parcours de l'alpha du ^{214}Po conditionne la possibilité de reconnaître les traces retardées dans le détecteur. L'énergie cinétique initiale de l' α considéré est de 7,83 MeV.

2 Perte d'énergie par ionisation

La perte d'énergie pour une particule α dans le domaine d'énergie considéré ($E_\alpha < 8$ MeV) est dominée par l'ionisation dans le milieu de propagation. En effet, les phénomènes de rayonnements de freinage sont négligeables à si basse énergie. Les réactions nucléaires de l' α dans les milieux qu'il traverse sont également négligeables. La table 1 donne, dans le cas d'un α incident sur les noyaux d'hélium, de molybdène et de nickel, les valeurs de l'énergie E_c de la barrière coulombienne dans la configuration d'effleurement calculée à partir de la formule (1) [1].

$$\frac{E_c}{\hbar c} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \frac{Z_1 Z_2}{R} \quad (1)$$

où $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} = \frac{1}{137}$ est la constante de structure fine.
 $\hbar c = 197$ MeV.fm .

Noyau cible	E_c (MeV)
$^{100}_{42}\text{Mo}$	14,0
$^{58}_{28}\text{Ni}$	10,5
^4_2He	1,3

Table 1: Energies de la barrière coulombienne pour un alpha incident dans trois milieux.

Z_1 et Z_2 sont les nombres de charges du noyau incident et du noyau cible.
 R mesure la distance d'effleurement des deux noyaux et est défini par:

$$R = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$$

avec

$$r_0 = 1,4 \text{ fm .}$$

A_1 et A_2 sont les nombres de masse du noyau incident et du noyau cible.

Dans le cas du molybdène et du nickel, l'énergie de l' α ne lui permet pas de franchir la barrière coulombienne et interdit ainsi les réactions inélastiques. Dans l'hélium - on néglige l'effet de l'alcool du mélange utilisé dans NEMO 2 - la barrière coulombienne est moins élevée, on peut donc envisager des réactions nucléaires. En supposant que la section efficace d'interaction nucléaire (σ_I) de l' α dans l'hélium soit de 1 barn, on calcule la longueur d'interaction (λ_I) correspondante:

$$\rho \lambda_I = \frac{A}{N_A \sigma_I}$$

où

$\rho = 0,178 \text{ mg.cm}^{-3}$ est la densité massique de l'hélium gazeux à la pression de 1 atmosphère et $T=273 \text{ K}$.

$A = 4 \text{ g.mol}^{-1}$ est la masse atomique de l'hélium.

$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ est le nombre d'Avogadro.

$\Sigma_I = 1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

on obtient:

$$\lambda_I = 3,73 \cdot 10^4 \text{ cm}$$

La densité du milieu est donc trop faible pour que les interactions nucléaires de l' α dans l'hélium se manifestent sensiblement dans le détecteur.

Dans le molybdène et le nickel, on peut envisager des phénomènes de diffusion élastique de l' α dans le champ coulombien du noyau. Le programme de simulation GEANT prend en compte cet effet.

Finalement, la perte d'énergie par ionisation est prédominante. D'après [2] [3], on calcule la perte d'énergie par unité de longueur des particules chargées (sauf les électrons) *modérément relativistes* grâce à la formule de Bethe-Bloch:

$$-\frac{dE}{dX} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (2)$$

où

X est exprimé en unités de g.cm^{-2} .

$K = 307 \text{ MeV.g}^{-1}.\text{cm}^2$.

z est le nombre de charges e de la particule.

Z est le numéro atomique du milieu.

A est la masse atomique du milieu.

m_e est la masse de l'électron ($m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$).

β est la vitesse de l'électron en unité de c .

$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$.

E est l'énergie cinétique de l'électron.

I est l'énergie moyenne d'ionisation du milieu.

δ est un terme de correction de densité du milieu.

Cette formule s'applique à des particules dont la vitesse est supérieure à celle des électrons atomiques, soit typiquement: $v_{orb.} = Z\alpha c$ ($\alpha = \frac{1}{137}$). Un alpha de 7,83 MeV se propage à la vitesse de 0,065c, ce qui est du même ordre de grandeur que $v_{orb.}$. La formule 1 n'est donc qu'approchée pour les énergies considérées car en toute rigueur, des corrections à basse énergie doivent être appliquées. Elles ne sont pas considérées ici puisqu'un tel degré de précision n'est pas nécessaire compte tenu de la granularité géométrique médiocre du détecteur vis à vis des alpha. La correction de densité peut être négligée dans le gaz. Pour les métaux, elle est prise en compte dans la simulation GEANT, toutefois son effet à de telles énergies est considéré comme faible.

A partir de la formule 2, on calcule le parcours d'un alpha en fonction de l'énergie et du milieu considéré. La table 2 montre le parcours d'un α de 7,83 MeV calculé dans le molybdène, dans le nickel, dans l'hélium pur gazeux et dans le mélange gazeux hélium + 4 % d'alcool éthylique ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$) utilisé dans NEMO 2. Le facteur de correction de densité est négligé dans tous les matériaux. Les énergies moyennes d'ionisation utilisées sont données dans la référence [2] (p. 1252, table 10.4). La perte d'énergie du mélange est calculée en faisant l'hypothèse dite de l'additivité de Bragg ([2], p.1252, formule (10.4)). Le gaz des chambres dans NEMO 2 est à la pression atmosphérique locale soit 890 mbar, la température est typiquement de 300 K; cette basse pression a pour effet de diminuer la densité du milieu. On constate que la présence d'alcool dans l'hélium, même en quantité faible, augmente considérablement l'ionisation et par conséquent réduit le parcours de la particule α dans le gaz de NEMO 2.

Milieu	I (eV)	Parcours (cm)
$^{100}_{42}\text{Mo}$	462	$20 \cdot 10^{-4}$
$^{58}_{28}\text{Ni}$	321	$17 \cdot 10^{-4}$
^4_2He ($\rho = 1,43 \cdot 10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$)	42	46,6
$^4_2\text{He} +$ 4 % $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ ($\rho = 2,00 \cdot 10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$)	He: 42 H: 19,2 C: 80 O: 96	33,0

Table 2: Parcours d'un α de 7,83 MeV; I est l'énergie moyenne d'ionisation introduite dans le calcul, dans le cas du mélange gazeux, elle est donnée pour chaque composant.

3 Conclusion

On montre ici que l' α retardé du ^{214}Po peut être détecté dans le détecteur avec un parcours maximum typique de 33 cm. De plus l'ionisation de l' α l'empêche de traverser une épaisseur de molybdène de $40 \mu\text{m}$. Toutefois, dans le cas d'une contamination interne de la source en ^{214}Bi , une partie des α émis lors des désintégrations du ^{214}Po peuvent sortir de la peau et pénétrer dans le gaz du détecteur de traces. Dans ce cas, ayant perdu une partie de leur énergie dans le molybdène, leur parcours dans le gaz est plus court que 33 cm.

Le calcul du parcours de l' α a été effectué sans tenir compte de tous les processus physiques qui interviennent à basse énergie. Par conséquent, une erreur de l'ordre de quelques pourcents est envisageable sur les valeurs données dans la table 2. Dans la littérature, il est fréquent de trouver des différences sur les valeurs d'un même parcours pouvant atteindre 10 % pour des α d'énergie inférieure à 10 MeV [4] [5].

Références

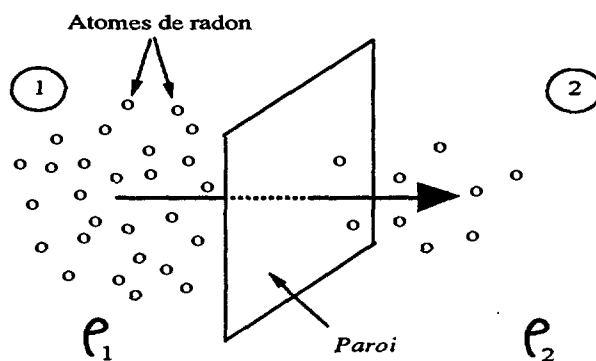
- [1] L. Valentin, (Hermann, Paris 1989).
Noyaux et particules, Modèles et symétries.
- [2] Particle Data Group, Phys. Rev. **D50**, 1173 (1994).
Review of Particle Properties.
- [3] B. Rossi, (Prentice-Hall, New-York 1952).
High-Energy Particles.
- [4] M. Brendle et al., Nucl. Instr. and Meth. **130**(1975) 253-256.
The range of alpha particles in H₂, He, CH₄ and CO₂ at energies from 0.5 to 5.3 MeV.
- [5] L.C. Northcliffe and R.F. Schilling, Nuclear Data Tables **A7** (1970)233.

Annexe III

Diffusion du radon dans NEMO 2 et effet d'inertie

Nous discutons de la diffusion du radon dans NEMO 2 et justifions les hypothèses dans le cadre desquelles nous avons analysé les événements (α). Le problème que nous considérons est celui de la corrélation entre l'activité volumique en radon de l'atmosphère du LSM et la quantité de radon présent à l'intérieur du détecteur.

Supposons un milieu 1 (l'atmosphère du laboratoire) séparé d'un milieu 2 (les chambres du détecteur) par une fine paroi d'épaisseur e et de surface S présentant une certaine porosité au gaz radon présent dans les deux milieux.



Soient ρ_1 et ρ_2 les densités volumiques d'atomes de radon dans chaque milieu. La diffusion du radon de 1 vers 2 obéit à la loi de Fick:

$$\frac{dn_2}{dt} = -\frac{DS}{e} (\rho_2 - \rho_1) \text{ avec } n_2 = \rho_2 \times V$$

où D est le coefficient de diffusion ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$); V : volume milieu 2. Supposons que ρ_1 soit très grand par rapport à ρ_2 , alors la loi de Fick peut se réduire à:

$$\frac{d\rho_2}{dt} = \frac{DS}{eV} \rho_1$$

Dans le milieu 2, il disparaît - désintégration, ventilation de l'hélium... - la quantité de radon:

$$\frac{d\rho_2}{dt} = -\lambda\rho_2$$

où λ est la constante de temps de disparition du radon (désintégration radioactive, ventilation...). La variation totale de la densité du radon dans le milieu 2 est donnée par:

$$\frac{d\rho_2}{dt} = \frac{DS}{eV} \rho_1 - \lambda\rho_2$$

Supposons que l'équilibre soit atteint, alors:

$$\frac{DS}{eV} \rho_1 - \lambda\rho_2^0 = 0$$

donc

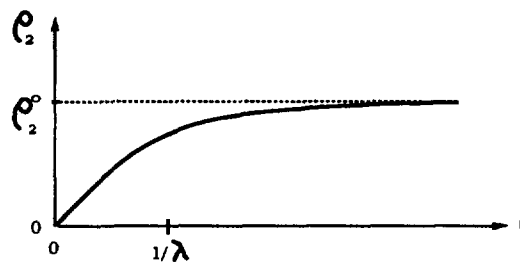
$$\rho_2^0 = \frac{DS}{eV\lambda} \rho_1$$

On a une relation de proportionnalité entre les quantités de radon dans les milieux 1 et 2. Ceci constitue l'hypothèse que nous avons utilisée dans la méthode d'extrapolation. Lorsque le système n'est pas à l'équilibre, la solution de l'équation d'évolution est de la forme:

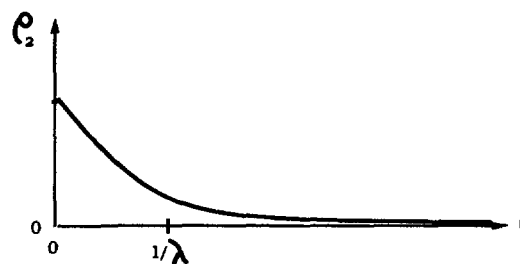
$$\rho_2 = Ae^{-\lambda t} + \rho_2^0$$

Supposons deux cas:

1 - $\rho_1 \neq 0$ et $\rho_2 = 0$ à $t = 0$ alors $\rho_2 = \rho_2^0(1 - e^{-\lambda t})$



2 - $\rho_1 = 0$ et $\rho_2 \neq 0$ à $t = 0$ alors on a:



Ainsi, il est possible d'envisager un phénomène d'inertie entre deux périodes de ρ_1 différents. L'équilibre n'est typiquement atteint qu'au bout d'un temps $t_{eq.} \simeq 3/\lambda$. La relation de proportionnalité entre ρ_1 et ρ_2 n'est pas vérifiée pendant les périodes transitoires entre niveaux différents de contamination extérieure. Plus la constante λ est faible, plus l'effet d'inertie est important.

Effet de la ventilation:

Le radon dilué dans le gaz est soumis à la ventilation permanente de l'hélium du détecteur. Si le renouvellement de l'hélium - et l'évacuation du radon qu'il contient - n'est pas suffisamment important, le détecteur peut emmagasiner le radon. Dans l'expérience NEMO 2, la constante de temps a deux composantes:

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2$$

avec

λ_1 correspond à la disparition du ^{222}Rn par désintégration: $\lambda_1 = 1 / \tau_1$ où $\tau_1 = T_{1/2} / \ln 2 = 5,51$ jours; $\lambda_1 = 0,18 \text{ jour}^{-1}$.

λ_2 correspond au renouvellement de l'hélium dans le détecteur: $\lambda_2 =$ pourcentage de volume renouvelé (de radon éliminé) par unité de temps. Pour NEMO 2, $\lambda_2 \simeq 0,57 \text{ jour}^{-1}$.

Combinant les deux effets, on obtient: $\lambda \simeq 0,75 \text{ jour}^{-1}$.

Dans nos hypothèses, c'est principalement la ventilation du gaz dans les chambres qui conditionne l'évolution de la quantité de radon interne. Le temps typique nécessaire pour atteindre l'équilibre dans le détecteur est d'environ 60 heures. En première approximation, il est raisonnable de faire l'hypothèse que les conditions d'équilibre sont réalisées pour chaque run (de 24 h à 48 h). Le ^{214}Bi se désintégrant dans un délai moyen d'une heure après la désintégration du ^{222}Rn , la relation de proportionnalité entre le taux d'événements (α) détectés et le taux de radon externe reste justifiée.

Cette hypothèse est d'autant plus solide que le taux de radon externe reste stable pendant de longues périodes, soit à un niveau élevé, soit à un niveau faible, comme ce fut le cas pendant une grande partie de la phase 3. Dans l'hypothèse où la diffusion du radon s'effectue à travers les fenêtres externes de mylar, on peut, à partir de la loi de Fick à l'équilibre, estimer le taux moyen d'activité en ^{222}Rn à l'intérieur du détecteur. Ceci nous conduit à une estimation du nombre d'événements détectés dans le canal (α) en phase 3 avec:

$S = 1,88 \text{ m}^2$ surface des fenêtres de mylar,

$V = 0,87 \text{ m}^3$ volume intérieur des chambres de NEMO 2,

$\lambda = 8,74 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ constante de disparition du radon (ventilation + désintégration)

$D = 8,4 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ constante de diffusion du radon dans le mylar (réf [3]

de l'annexe IV),

$e = 36 \text{ }\mu\text{m}$ épaisseur du mylar,

$\langle Q_{ext.} \rangle = 34 \text{ Bq/m}^3$ activité volumique moyenne dans le laboratoire.

L'activité volumique moyenne du radon dilué dans l'hélium est alors:

$$\langle Q_{int.} \rangle = 5,8 \cdot 10^{-4} \times \langle Q_{ext.} \rangle = 1,96 \cdot 10^{-2} \text{ Bq/m}^3$$

Pour 4941 heures, on calcule ainsi que 300000 désintégrations de noyaux ^{222}Rn ont eu lieu dans NEMO 2. En supposant que le ^{214}Bi produit par ce radon se dépose sur les fils dans la chambre, on estime le nombre d'événements (α) détectés à 375 - avec une efficacité proche de $1,25 \cdot 10^{-3}$. En première approximation, cette prédiction est compatible avec ce que l'on observe en phase 3, soit 200 événements dans la chambre (fils) et 50 événements sur la source (chapitre IV). On peut envisager qu'une partie du ^{214}Bi produit se dépose hors volume fiduciaire (sur les cadres de cuivre) et que les α correspondant ne sont pas détectés. Les surfaces hors fiduciaire étant comparables à celles de la source, on explique facilement la différence entre les 250 événements observés et la prédiction de 375 événements à partir de la diffusion à travers le mylar. Le même raisonnement est applicable en phase 4 pour laquelle la diffusion du radon à travers le mylar externe explique bien la statistique (α) observée.

D'éventuels effets d'inertie peuvent se faire ressentir d'un run à l'autre lorsqu'il y a des fluctuations brutales de la pollution en radon externe. Dans ce cas, le renouvellement du gaz dans les chambres n'est pas assez rapide pour éliminer l'essentiel du radon d'une période antérieure. Pendant un run coïncidant à un faible taux de radon externe, le détecteur est susceptible de contenir du radon accumulé la veille lors d'un run à fort taux externe. Dans de telles conditions, on détectera davantage de désintégrations du ^{214}Bi dans le détecteur que ce ne serait pendant une période stable de même contamination externe: la relation linéaire radon interne/radon externe n'est alors pas correcte.

Cet effet s'est fait sentir pendant la phase 4: le taux de radon externe a fluctué rapidement et l'on ne compte que peu de runs avec un fort taux externe. L'effet d'inertie explique que la méthode d'extrapolation n'ait pas été véritablement applicable sur les données de la phase 4 (chapitre IV).

On peut également envisager que des phénomènes plus compliqués, tels l'adsorption du radon lui-même sur les surfaces internes du détecteur, contribuent à une accumulation de ce polluant. L'adsorption du radon est bien connue sur certains matériaux offrant des surfaces très importantes (charbon actif en poudre) et à basse température ($< 0^\circ\text{C}$). Il n'est cependant pas possible de conclure quant à l'existence d'un tel effet sur les surfaces internes de NEMO 2.

Annexe IV

Conséquence de cette étude

pour NEMO 3

Le détecteur NEMO 3 est construit pour mesurer la masse effective $\beta\beta$ du neutrino au niveau de quelques 0,1 eV. Les études de faisabilité d'une expérience avec une source de 10 kg de ^{100}Mo ont montré que la pureté de la source devait être améliorée d'environ deux ordres de grandeur par rapport à la situation dans NEMO 2 [1]. La table 1 présente, pour le canal (2e) à haute énergie, les efficacités et les nombres d'événements de fond attendus dans ces hypothèses pour les processus $\beta\beta 2\nu$, ^{214}Bi et ^{208}Tl . A ce niveau, le problème d'une pollution de la source par le radon doit également être envisagé. Nous sommes en mesure d'extrapoler au détecteur NEMO 3 les conclusions obtenues à l'issue de l'analyse des données de NEMO 2.

Dans NEMO 3, l'étude de la contamination de la source en ^{214}Bi pourra être effectuée par l'analyse des canaux (e, γ) et (e, γ , γ) en appliquant des coupures en énergie permettant d'isoler la contribution du ^{214}Bi . Nous avons montré dans ce mémoire l'efficacité du canal (α) sur ce sujet. La table 2 présente les efficacités des canaux (e, γ), (e, γ , γ) et (α) et les nombres d'événements attendus par année dans NEMO 3 dans l'hypothèse d'une pollution interne en ^{214}Bi de 0,33 mBq/kg. Le canal (α) est seul à identifier au moins 2 particules chargées et à fournir sans ambiguïté l'origine physique des événements ; cette propriété constitue un avantage par rapport aux deux autres canaux proposés. Compte tenu de la bonne sensibilité de cette méthode d'analyse, il apparaît nécessaire d'équiper le détecteur NEMO 3 d'une électronique de type TDC lents (chapitre II, coût $\sim 250\text{kF}$) qui fournirait dans NEMO 3 un très bon moyen de contrôle du bruit induit par le ^{214}Bi .

En ce qui concerne l'éventualité d'une contamination de la source par le radon dans NEMO 3, elle dépend beaucoup de la porosité du détecteur [2]. Dans l'hypothèse pessimiste où l'activité moyenne déposée au voisinage de la source serait la même que dans NEMO 2 (0,5 mBq/m² en ^{214}Bi), 50000 événements (α) seraient

Pollution	Efficacité (2e) [2,8 - 3,0] MeV	Nombre d'événements [2,8 - 3,0] MeV attendus en 5 ans
$\beta\beta 2\nu$	$2 \cdot 10^{-6}$	42
^{214}Bi	10^{-5}	5
^{208}Tl	$3 \cdot 10^{-4}$	8

Table 1: Efficacités de détection dans le canal (2e) à haute énergie avec le détecteur NEMO 3; nombre d'événements attendus. La fenêtre en énergie est définie de manière à optimiser le rapport signal sur bruit, elle est fixée à [2,8 - 3,0] MeV. On suppose en outre: 5 années de prise de données pour 10 kg de ^{100}Mo ; une résolution en énergie de 16 % à 1 MeV; $T_{1/2,2\nu} = 10^{19}$ années; une contamination interne de la source en ^{214}Bi de 0,33 mBq/kg; une contamination interne de la source en ^{208}Tl de 0,017 mBq/kg; l'effet du flux de neutrons négligeable.

détectés par an. Cette contamination serait équivalente à une pollution interne en ^{214}Bi de 2 mBq/kg et induirait une trentaine d'événements (2e) à haute énergie. Ce bruit de fond est à comparer aux autres contributions en table 1.

Afin de se prémunir contre une éventuelle contamination du dispositif expérimental par le radon, il est donc nécessaire de garantir une porosité du détecteur au radon extérieur de deux ordres de grandeur inférieure à celle de NEMO 2. Les chambres de NEMO 3 seront hermétiques puisqu'elles pourront être placées sous vide. Il en résultera a priori une très faible diffusion du radon. Des études sur la porosité au radon des joints sont envisageables. Toutefois, la circulation du gaz des chambres de NEMO 3 sera faible (comparable à NEMO 2, environ $0,01 \text{ m}^3/\text{h}$). Le temps moyen de renouvellement du gaz de la chambre sera donc nettement supérieur à la demi-vie du ^{222}Rn : 3,8 jours. Dans ces conditions, l'accumulation de ^{214}Bi éventuellement déposé par le radon dans NEMO 3 sera plus efficace.

Il est envisagé d'isoler le détecteur NEMO 3 de l'atmosphère nécessairement polluée du laboratoire au moyen d'une tente dans laquelle la contamination de l'air pourrait être contrôlée [3]. Un tel dispositif permettrait de réduire la contamination de l'air à l'intérieur du blindage à un niveau inférieur à $1 \text{ Bq}/\text{m}^3$. La surveillance de la contamination par le radon du gaz injecté dans la chambre à fils apparaît également nécessaire pour NEMO 3.

Canal	Efficacité	Nombre d'événements attendus par an par canal
(e, γ) + coupures	$1,3 \cdot 10^{-2}$	1350
(e, γ,γ) + coupures	$0,4 \cdot 10^{-2}$	420
(α) + 2 PM	$\geq 1,5 \cdot 10^{-2}$	≥ 1560

Table 2: Efficacités de détection des désintégrations du ^{214}Bi interne à la source pour trois canaux dans NEMO 3; nombre d'événements attendus par an (déclenchement: 2 PM).

Références

[1] NEMO Collaboration, CENBG (Bordeaux), LPC (Caen), INR (Kiev), ITEP (Moscou), LAL (Orsay), CRN (Strasbourg), JINR (Dubna), MHC (South Hadley), IAP (Bucarest), INRNE (Sofia), **LAL 94-29**(1994).

NEMO 3 Proposal, A proposal for an experiment to study double-beta decay in the search for massive Majorana neutrinos to 0.1 eV.

[2] D. Lalanne, F. Hubert, communications privées.

[3] D. Lalanne, J. Charuau, V. Label, P. Richon, J.C. Sabroux, Note technique LAL, à paraître (1995).

Etude d'une tente "zéro-radon".

Notes:

RÉSUMÉ: L'expérience NEMO se propose de tester la nature du neutrino et de mesurer sa masse effective en étudiant la double désintégration bêta du molybdène-100. Dans ce type d'expérience, la compréhension des différentes sources de bruit de fond est une composante essentielle de l'analyse, le signal éventuel étant de quelques événements par an à la sensibilité d'un eV. Dans ce mémoire, nous présentons les principaux aspects théoriques et expérimentaux de la mesure du processus double bêta sans neutrino avec une source de molybdène-100 placée dans le détecteur prototype NEMO 2. L'objectif de cette étude est d'interpréter les quelques événements détectés à haute énergie dans le canal à deux électrons et d'apprécier la contribution spécifique du fond engendré par le bismuth-214. Les événements issus des désintégrations de ce radio-isotope ont été sélectionnés grâce aux cascades bêta-alpha vers le plomb-210. Ces événements ont pu être signés par la présence d'une trace retardée visible dans la chambre à fils et le signal obtenu s'est avéré très propre. Nous avons mis en évidence la diffusion du radon dans le détecteur et estimé sa contribution à la pollution en bismuth-214. Une mesure de la contamination interne de la source a pu être extraite de cette analyse ainsi que la pollution superficielle due à la diffusion du radon-222. A l'issue de cette étude, il apparaît que, dans les conditions de NEMO 2, ces polluants d'origines internes et externes induisent, à haute énergie, un bruit de fond à deux électrons qui est du même ordre de grandeur que celui attendu du processus double bêta permis.

En conclusion, les bruits de fond relatifs à la double-désintégration bêta sans émission de neutrino sont bien compris dans l'expérience NEMO 2 et leur connaissance permet d'envisager une extrapolation à NEMO 3.

ABSTRACT: The NEMO experiment is designed to understand the nature of the neutrino by studying the double beta decay of Mo-100 which is related to the Majorana neutrino effective mass. In this kind of experiment a good understanding of the different sources of background is crucial as only few events are expected per year at the required level of sensitivity. In this thesis we present the main theoretical and experimental aspects of the measurement of the neutrinoless double beta decay of Mo-100 with the prototype detector NEMO2. The goal of this study is to obtain a realistic interpretation of the few events detected at high energy in the two-electron channel as a background to neutrinoless double beta decay. In particular, the contribution arising from Bi-214 has been investigated. These events have been selected and analysed by means of the beta-alpha decays of Bi-214 into Pb-210. The events are characterized by a delayed track in the wire chamber and the corresponding signal is rather clean. The study has demonstrated the diffusion of Rn-222 into the detector and its contribution to Bi-214 pollution has been estimated. A measurement of the Bi-214 internal contamination of the source has been made as well as an estimation of the Bi-214 deposit due to Rn-222. As a result of this study it appears that, under the conditions of the NEMO2 experiment, the Bi and Rn contributions are of the same order of magnitude as the background induced at high energy by two-neutrino double beta decay. In conclusion, the backgrounds of the neutrinoless double beta decay of Mo-100 are well understood in the NEMO2 experiment leading to an extrapolation for the NEMO3 experiment.

MOTS CLÉS:

Double désintégration bêta
Neutrino
Bismuth 214
Radon 222
Expérience NEMO
Faible radioactivité

KEY WORDS:

Double beta decay
Neutrino
Bismuth 214
Radon 222
NEMO Experiment
Low radioactivity